Abstimmbarer Ein-Frequenz-CO_2-Laser mit gesteuerter Emission und Anwendung zur Breitband-Nachrichtenübertragung

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von
WOLFGANG ENGLISCH
aus Freudenthal

Frankfurt am Main, 1976

1977

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.

Dekan:	Prof. Dr. E. Schopper
Erster Berichterstatter:	Prof. Dr. K. Gürs
Zweiter Berichterstatter:	Prof. Dr. W. Martienssen
Tag der mündlichen Prüfung:	23. 2. 1977

Abstimmbarer Hochfrequenz CO_2-Laser mit
gepulster [illegible] und Anwendung zur
breitbandigen Nachrichtenübertragung

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von
[illegible]
aus [illegible]

Frankfurt am Main, [illegible]

Abstimmbarer Ein-Frequenz-CO_2-Laser mit gesteuerter Emission und Anwendung zur Breitband-Nachrichtenübertragung

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von

W O L F G A N G   E N G L I S C H
aus Freudenthal

Frankfurt am Main, 1976

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main.

Dekan:	Prof. Dr. E. Schopper
Erster Berichterstatter:	Prof. Dr. K. Gürs
Zweiter Berichterstatter:	Prof. Dr. W. Martienssen
Tag der mündlichen Prüfung:	23.2.1977

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit berichtet über theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Abstimmung eines CW-CO_2-Lasers auf definierte Emissionswellenlängen mit hoher Frequenzreinheit, zum Einschwingverhalten des Lasers bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen und zur Dynamik der Emission bei Anwendung verschiedener Modulationsverfahren.

Abstimmbare Laser können als aktive rückgekoppelte Spektralapparate aufgefaßt werden. Wie theoretische Überlegungen zeigen, hängt ihr Auflösungsvermögen nicht wie bei passiven Monochromatoren von der wirksamen Basislänge der Prismen bzw. der ausgeleuchteten Breite des Gitters ab. In erster Linie ist die Geometrie des Laserresonators und die Winkeldispersion des dispergierenden Elements maßgebend. Auflösungsvermögen und Stabilität des Resonators sind daher eng miteinander verknüpft.

Der gemäß diesen Überlegungen speziell entwickelte CO_2-Laser ist auf mehr als 100 diskrete Rotations-Schwingungs-Linien im Bereich $9\,\mu m < \lambda < 11\,\mu m$ abstimmbar. Das dispergierende Element besteht aus vier NaCl-Brewsterprismen. Der Laser besitzt ein abgeschlossenes Gasvolumen und emittiert im transversalen Grundmode und in nur einem longitudinalen Mode. Die relative Frequenzkonstanz beträgt ca. 10^{-8} (rein passive Stabilisierung), d.h. die Emissionsfrequenz ist auf etwa 300 kHz genau definiert.

Bei der Steuerung der Laserleistung durch Steuerung der Verstärkung über den Pumpstrom wurden erstmals am CO_2-Laser verschiedenartige, ausgeprägte gedämpfte Relaxationsschwingungen beobachtet, die das Einschwingverhalten der Laseremission charakterisieren. Sie sind direkter Ausdruck der Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit dem aktiven Medium und der molekularkinetischen Prozesse im CO_2-Molekül.

Es treten zwei Arten von Relaxationsschwingungen (Typ I und Typ II) auf. Typ I (Zeitkonstanten im ms-Bereich) hängt außer von der Resonatorgüte, von der Stoßrelaxation des oberen Laserniveaus ($00^{o}1$-Schwingungsterm) ab. Aus den Meßwerten für Frequenz und Dämpfung der Relaxationsschwingungen ergibt sich die Lebensdauer dieses Terms je nach den Anregungsbedingungen (Temperatur) zu etwa 0,5 bis 0,8 ms. Diese Zahlenwerte stehen in guter Übereinstimmung mit Lebensdauern, die aus publizierten Moleküldaten berechnet werden. Das zeigt, daß die Theorie der Relaxationsschwingungen auf den CO_2-Laser anwendbar ist und insbesondere den Zusammenhang zwischen Frequenz, Dämpfung und Lebensdauer richtig wiedergibt.

Die Relaxationsschwingungen vom Typ II (Zeitkonstanten im μs-Bereich) wurden bisher noch an keinem Laser beobachtet. Sie sind als Einschwingvorgang der Relaxationsschwingungen vom Typ I aufzufassen, die ihrerseits den Einschwingvorgang der kontinuierlichen Laseremission darstellen. Durch Modifikation und Erweiterung der Bilanzgleichungen wird theoretisch gezeigt, daß sie auf die endliche Lebensdauer des unteren Laserniveaus ($10^{o}0$-Schwingungsterm) zurückzuführen sind. Die Lebensdauer dieses Terms ergibt sich aus den experimentellen Daten zu $1{,}6 \pm 0{,}3\,\mu$s. Dieser sehr kleine Wert erklärt sich aus einer extrem schnellen V-V Stoßrelaxation des $10^{o}0$-Schwingungsterms, bei der nur sehr wenig Schwingungsenergie in Translationsenergie übergeführt wird.

Die hochfrequente aktive Modulation des CO_2-Lasers mit großer Bandbreite gelingt mit der Methode der Auskoppelmodulation unter Ausnutzung des elektrooptischen Effekts in GaAs. Für dieses Verfahren existiert eine untere Grenze der nutzbaren Modulationsfrequenz, die bei etwa 1,5 MHz liegt. Sie ist in etwa identisch mit der oberen Frequenzgrenze der inneren Amplitudenmodulation. Oberhalb dieser

Grenze zeigt die Auskoppelmodulation ein stabiles Frequenzverhalten. Die in der Literatur vorhergesagten Störungen bei Modulationsfrequenzen in der Nähe der $\frac{c}{2L}$-Resonanzen des Resonators treten nicht auf, da die erzeugten Seitenbänder bei der gegebenen Resonatorlänge außerhalb der Fluoreszenzlinie liegen und nicht verstärkt werden. Das heißt, daß der CO_2-Laser in Verbindung mit der Auskoppelmodulation mit ununterbrochener und im Prinzip unbeschränkter Bandbreite moduliert werden kann.

Das auf dieser Basis entwickelte Labormodell eines CO_2-Laser-Nachrichten-Übertragungssystems für den Weltraum besitzt eine nutzbare Bandbreite von ca. 150 MHz, begrenzt durch die Frequenzcharakteristik des Empfängers (HgCdTe-Fotodiode). Die Bandbreite des Senders (Laser mit elektrooptischem Modulator) liegt mit ca. 750 MHz wesentlich höher. Die gleichzeitige Übertragung von zwei kompletten Fernsehprogrammen zusammen mit ihren VHF-Zwischenträgern über eine Strecke von 2,3 km mit diesem System stellt die erste echte Breitband-Nachrichten-Übertragung mit dem CO_2-Laser über eine größere Strecke dar und bedeutet einen wichtigen Schritt in Richtung auf eine mögliche Anwendung im Weltraum.

1. Einleitung

Unter der Vielzahl der heute bekannten Lasertypen nimmt der CO_2-Laser eine besondere Stellung ein. Dies beruht vor allem auf seiner hohen Ausgangsleistung, auch im kontinuierlichen Betrieb, dem großen Wirkungsgrad und der Emissionswellenlänge im mittleren Infrarot-Spektralbereich ($\lambda \approx 10\,\mu m$), die sich innerhalb gewisser Grenzen einstellen läßt.

Wie bei allen Lasern besteht auch beim CO_2-Laser der Wunsch nach kontrollierter Beeinflussung der Emissionseigenschaften, d.h. nach Steuerung von Frequenz und Amplitude der erzeugten elektromagnetischen Strahlung. Verschiedene Gründe sind dafür maßgebend:
Aus der charakteristischen Änderung der Emissionseigenschaften bei gezielter Änderung der Laserparameter lassen sich wichtige Aufschlüsse über die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes mit den aktiven Molekülen und den Anregungsmechanismus gewinnen. Darüber hinaus erfordern fast alle Anwendungen in Wissenschaft und Technik den Einsatz solcher gesteuerter Laser mit genau definierten Emissionsparametern.

Eine wichtige Anwendung, die in Zukunft große Bedeutung erlangen könnte, ist die Nachrichtenübertragung mit Laser speziell im Weltraum /1/. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, im Hinblick auf diese Anwendung die grundlegenden physikalischen Fragen bezüglich der Steuerung der Emissionseigenschaften des CO_2-Lasers zu klären. Dazu gehörten insbesondere die Abstimmung des Lasers auf definierte Emissionswellenlängen mit hoher Frequenzreinheit und -stabilität (Laser als aktiver Spektralapparat mit hoher Auflösung), die Untersuchung des dynamischen Verhaltens der Laseremission bei verschiedenen Anfangsbedingungen (Einschwingverhalten), die aktive Steuerung der erzeugten Laserleistung (Modulation der Ausgangsleistung mit großer Bandbreite) sowie die Umsetzung der dabei gewonnenen Erkenntnisse in ein technisches Konzept und die Erprobung seiner Leistungsfähigkeit.

2. Der Ein-Frequenz-CO_2-Laser

In diesem Abschnitt werden nach einem kurzen historischen Überblick die wichtigsten Eigenschaften und konstruktive Details des für die Modulationsexperimente und die Nachrichtenübertragung entwickelten CO_2-Lasers beschrieben (s. auch Ref. /2/). Der Laser besitzt ein abgeschlossenes Gasvolumen, ist auf einzelne Rotations-Schwingungs-Linien abstimmbar und emittiert im transversalen Grundmode und nur einem longitudinalen Mode.

2.1. Historischer Überblick

Laseremission in CO_2 wurde erstmals von C.K.N. Patel /3/ beobachtet. Er verwendete eine elektrische Entladung in reinem CO_2-Gas; die kontinuierliche Laserausgangsleistung betrug etwa 1 mW. Die Besetzung des oberen Laserniveaus erfolgte dabei außer durch Elektronenstoß, vor allem durch Rekombination von CO, das sich in der Entladung bildet, mit O zu schwingungsmäßig angeregtem CO_2. Bald danach konnte durch Verwendung eines CO_2-N_2-Gasgemisches (Patel et al. /4, 5/; Legay-Sommaire et al. /6/) die Laserleistung um etwa vier Zehnerpotenzen gesteigert werden. Diese extrème Steigerung ist auf den sehr wirkungsvollen Pumpmechanismus durch N_2 zurückzuführen: Im N_2-Molekül werden in der Gasentladung durch Elektronenstoß metastabile Schwingungszustände (im Elektronen-Grundzustand) angeregt. Diese Anregungsenergie wird infolge der guten Energieresonanz ($\Delta E \approx 18\ cm^{-1}$) durch Stöße zweiter Art sehr effizient auf das CO_2-Laserausgangsniveau übertragen.

Der dritte wichtige Schritt zur Leistungssteigerung und Erhöhung des Wirkungsgrades war die Zugabe von He (Patel et al. /7/; Moeller und Rigden /8/). He trägt wesentlich zur

schnellen Entleerung der CO_2-Laserendniveaus bei und hält aufgrund seiner hohen Wärmeleitfähigkeit die gaskinetische Temperatur niedrig. Außerdem sorgt es für eine günstige Verteilung der Elektronenenergie in der Gasentladung.

Heute wird in nahezu allen CO_2-Lasern ein solches CO_2-N_2-He-Gasgemisch eingesetzt.

Nach den ersten Arbeiten von Patel befaßten sich zahlreiche Forschergruppen mit dem CO_2-Laser und produzierten weit über 1000 Veröffentlichungen zu diesem Thema. Eine Bibliografie der bis Ende 1969 erschienenen Arbeiten wurde von Robinson und Johnson /9/ zusammengestellt. Der Übersichtsartikel von DeMaria /10/ enthält eine Zusammenfassung der wichtigsten Grundlagen, eine Beschreibung der verschiedenen CO_2-Lasertypen und zahlreiche Literaturhinweise speziell zum Thema Hochleistungs-CO_2-Laser. Die Arbeit von Tyte /11/ gibt einen guten Überblick über den Kenntnisstand bezüglich der Anregungsmechanismen und der Relaxationsprozesse im aktiven Medium. Generell gilt, daß heute die Physik des CO_2-Lasers in qualitativer Hinsicht recht gut verstanden wird. Allerdings läßt die Kenntnis der quantitativen Zusammenhänge in vielen Punkten noch zu wünschen übrig.

2.2. Konzeption des Ein-Frequenz-CO_2-Lasers

Maßgebend für die Konzeption des CO_2-Lasers waren die Forderungen nach geringem Gewicht bei hoher mechanischer Stabilität, langer Lebensdauer bei abgeschlossenem Gasvolumen, frequenzreiner und -stabiler Emission und Abstimmbarkeit in einem möglichst großen Wellenlängenintervall.

2.2.1. Untersuchung der Probleme eines Systems mit abgeschlossenem Gasvolumen

Bei abgeschlossenen CO_2-Lasern dissoziiert sehr schnell ein Teil der aktiven CO_2-Moleküle als Folge der elektrischen Entladung gemäß dem Gleichgewicht

$$CO_2 \underset{}{\overset{e^-}{\rightleftharpoons}} CO + O \; .$$

Dies bedeutet eine Verringerung der CO_2-Konzentration und damit eine Abnahme der Ausgangsleistung. Karube und Yamaka /12/ untersuchten diese Zersetzung sehr eingehend und fanden ein Verhältnis für die Partialdrücke von CO_2 und CO von 2:3 bei einem Entladungsstrom von 10 mA. Bei Erhöhung des Stroms nahm dieses Verhältnis - zu Lasten des CO_2-Anteils - noch mehr ab. Wiegand und Mitarbeiter /13/ ermittelten die Dissoziationsrate von CO_2 in einem Laser mit strömendem Gas. Sie fanden, daß diese Zersetzungsrate mit den veröffentlichten Werten der Wirkungsquerschnitte für eine Zersetzung durch Elektronenstoß übereinstimmt, wenn man die Energieverteilung der Elektronen in der Entladung kennt und geeignet berücksichtigt.

Dennoch erklärt die Tatsache der Dissoziation allein noch nicht die experimentell beobachtete stete Abnahme der Laserleistung über längere Zeit. Dieser "Langzeit"-Effekt beruht auf einer stetigen Änderung des Gleichgewichts zwischen den Reaktionspartnern. Während der Dissoziation entstehen freie Sauerstoffatome, die an den Elektroden und an den Rohrwandungen chemisch reagieren oder adsorbiert werden. Dadurch sinkt laufend der Partialdruck des Sauerstoffs. Um das Gleichgewicht aufrechtzuerhalten, muß ständig neues CO_2 dissoziieren, bis der ganze verfügbare Vorrat aufgebraucht ist. Ohne besondere Maßnahmen sinkt dadurch die Leistung eines abgeschlossenen CO_2-Lasers in wenigen Stunden bis auf Null ab.

Von verschiedenen Autoren wurden deshalb Vorschläge gemacht, wie die Lebensdauer eines abgeschlossenen CO_2-Lasers verbessert werden könnte. Taylor et al. /14/ verwendeten einen geheizten Platindraht als Katalysator für die Oxydation von CO zu CO_2. Wittemann /15/ zeigte, daß bei Zugabe geringer Mengen von Wasserdampf (oder H_2) die Lebensdauer und auch die Ausgangsleistung von abgeschlossenen CO_2-Lasern wesentlich ansteigt. Wasserdampf dissoziiert in der Entladung. Er dient als Sauerstoffspender, der den verbrauchten Sauerstoff ersetzt, und wirkt als Katalysator für die Oxydation von CO zu CO_2. Dabei spielt sich wahrscheinlich folgende Reaktion ab*):

$$CO + OH \longrightarrow CO_2 + H \, .$$

Der positive Einfluß von Wasserdampf auf die Lebensdauer von CO_2-Lasern wurde auch bei den hier beschriebenen Experimenten beobachtet. Ohne Wasserdampf ging die Laserleistung von anfänglich ca. 8 W innerhalb etwa einer Stunde bis auf Null zurück. Dieser relativ rasche Abfall kann damit erklärt werden, daß kein Gasvorratsgefäß benutzt wurde. Die Entladung erfüllte nahezu das gesamte vorhandene Gasvolumen. Bei Zugabe einer geeigneten Menge von H_2O-Dampf war nur ein langsamer Abfall der Laserleistung über mehrere hundert Stunden zu beobachten.

Ein weiteres Zusatzgas, das die Lebensdauer von abgeschlossenen CO_2-Lasern verlängert und den Wirkungsgrad erhöht, ist

---

*) Dieser Mechanismus wurde in anderem Zusammenhang als Deutung für die unerwartete Zusammensetzung der Venus-Atmosphäre vorgeschlagen. (Von den Raumsonden Venera 4 (UdSSR) und Mariner 5 (USA) wurde ein großer Überschuß an CO_2 und an H_2O gemessen, bei nur geringfügigen Spuren von CO oder O_2.)

Xe /16/. Bei Zugabe dieses leicht ionisierbaren Edelgases vergrößert sich die Elektronendichte in der Gasentladung (ca. 40 bis 50 %), und die Leitfähigkeit nimmt zu, ohne daß sich die Elektronentemperatur wesentlich ändert. Sie bleibt im optimalen Bereich (ca. 2 bis 3 eV). Die vergrößerte Elektronendichte bewirkt, daß mehr N_2- oder CO-Moleküle zu Schwingungen angeregt werden und demzufolge auch das Laserausgangsniveau des CO_2-Moleküls stärker besetzt wird. Durch Zugabe von Xenon sollte sich also sowohl eine Vergrößerung der Ausgangsleistung als auch eine Erhöhung des Wirkungsgrades erzielen lassen.

Bei unseren Experimenten wurde festgestellt, daß sich bei Zugabe von Xe zum Laser-Gasgemisch die Impedanz der Gasentladung im erwarteten Maß verringerte. Bei gleichem Entladungsstrom verringerte sich die nötige Spannung von vorher 11 kV (ohne Xe) auf ca. 8 kV (mit Xe). Dabei stieg der Wirkungsgrad um 15 % bis 20 % an. Eine Zunahme der Ausgangsleistung bei Zugabe von Xe unter sonst gleichen Bedingungen konnte nicht beobachtet werden.

In mehreren Langzeitversuchen wurde der Einfluß der verschiedenen Gase und verschiedener Entladungsbedingungen auf die Lebensdauer des Lasers geprüft. Optimale Ergebnisse brachte die Gasmischung:

$$H_2O : N_2 : CO_2 : Xe : He = 0,3 : 1,6 : 2,1 : 0,5 : 5,5$$

bei einem Gesamtdruck von 10 bis 11 Torr. Die Lebensdauer betrug damit mehrere hundert Betriebsstunden. Dies ist ein recht günstiger Wert, wenn man berücksichtigt, daß kein Vorratsgefäß benutzt wurde und die Entladung praktisch das gesamte Gasvolumen erfüllte. Für die vorgesehenen Experimente reichte diese Lebensdauer voll aus.

2.2.2. Untersuchungen zur Stabilisierung der Emission

Die Emission eines sehr stabilen, monofrequenten Lasers bei einem Betrieb oberhalb der Laserschwelle kann formal durch eine Sinusschwingung angenähert werden. Die Feldstärke (E-Vektor) hat dann die Form

$$E(t) = \left[a_o + a_1(t)\right] \cos\left[\omega_o t + \varphi(t)\right] \tag{2.1}$$

mit $\left|a_1\right| \ll \left|a_o\right|$.

Die Amplitude a_o und die Frequenz $\omega_o = 2\pi f_o$ des Lichtfeldes sind konstant, während die Amplitude $a_1(t)$ und die Phase $\varphi(t)$ zeitlich veränderliche Größen sind. (Die Änderung erfolgt langsam gegen die Lichtfrequenz.) Theoretisch kann die spektrale Linienbreite des Laserlichts sehr klein sein. Man betrachtet dazu einen idealen Laser, der weit oberhalb der Schwelle betrieben wird und vollständig von äußeren Einflüssen abgeschirmt ist. Die dann noch auftretende spektrale Linienbreite ist auf Amplituden- und Frequenzfluktuationen aufgrund der spontanen Emission und des Quantenrauschens zurückzuführen. Diese ideale Linienbreite Δf_o kann nach Schawlow-Townes /17/ abgeschätzt werden:

$$\Delta f_o \approx \frac{\pi h f_o}{P} (\Delta f_{Res})^2 \quad . \tag{2.2}$$

Dabei sind Δf_{Res} die spektrale Linienbreite des passiven Resonators, P die Laserleistung und h das Plancksche Wirkungsquantum. Für einen typischen 1-W-CO_2-Laser ergibt diese Beziehung eine Linienbreite von etwa 10^{-6} Hz. Diese theoretische Linienbreite konnte bis heute noch nicht experimentell erreicht werden. In allen bisher ausgeführten Messungen war die Linienbreite durch äußere Störungen bestimmt.

Es gibt eine ganze Anzahl verschiedener äußerer Störungen, die Schwankungen der Amplitude oder der Frequenz des Laserlichts verursachen:

Kurzzeitige Amplitudenänderungen werden hervorgerufen durch Schwankungen des Pumpstroms, durch Schwingungen in der Gasentladung, durch Erdschleifen, Netzbrumm usw. Kurzzeitige Frequenzänderungen beruhen vor allem auf geringfügigen Längenänderungen des optischen Resonators. Sie werden in erster Linie durch mechanische Erschütterungen verursacht, die durch den Unterbau des Lasers oder die Atmosphäre auf die Resonatorstruktur übertragen werden. Ähnlich wirken Fluktuationen im Brechungsindex n des aktiven Mediums, die ihre Ursache in Schwankungsvorgängen in der Gasentladung oder in Temperaturänderungen der Rohrwandung haben.

Beide Effekte bewirken Frequenzänderungen infolge Änderung der optischen Weglänge im Resonator:

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta L}{L} \qquad (2.3)$$

Um eine Vorstellung der durch Vibrationen verursachten Frequenzänderungen zu gewinnen, muß man sich vergegenwärtigen, daß eine Änderung der Resonatorlänge um 20 nm bei einem CO_2-Laser von 50 cm Länge bereits eine Frequenzänderung von 1,2 MHz hervorruft.

Langzeitige Frequenzschwankungen werden durch Temperatur- und Luftdruckänderungen hervorgerufen. Für einen Laser, bei dem die Resonatorspiegel durch Abstandsstücke mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten α verbunden sind und ein bestimmter Anteil l der gesamten Resonatorlänge L in Luft verläuft, erhält man die Frequenzänderung zu

$$\frac{\Delta f}{f} = \alpha \, \Delta T + 3{,}63 \cdot 10^{-7} \, \Delta p \, \frac{l}{L} \quad . \qquad (2.4)$$

Hierbei sind ΔT die Temperaturänderung und Δp die Luftdruckänderung (in Torr). Typische Werte für eine Invarkonstruktion mit $l/L = 0{,}1$ bei $\lambda = 10{,}6\,\mu m$ sind $\Delta f = 30$ MHz/Grad und $\Delta f = 1$ MHz/Torr. Der Einfluß von Luftkonvektion oder Schallwellen auf die optische Weglänge führt in der Regel zu Frequenzänderungen unterhalb von 0,1 MHz.

Es gibt CO_2-Laser, die ohne aktive Frequenzstabilisierung sehr gute Kurzzeitstabilität zeigen /18/ (relative Frequenzänderung $5 \cdot 10^{-12}$ während 0,05 s). Es handelt sich hierbei um spezielle Konstruktionen, die besonders massiv gebaut und von Umgebungseinflüssen durch aufwendige und schwere Abschirmungen isoliert sind. Eine gute Langzeitstabilität (über mehrere Stunden) ist jedoch nicht gewährleistet.

Bei dem hier entwickelten Laser mußte ein Kompromiß zwischen stabilem Aufbau und der Forderung nach geringem Gewicht geschlossen werden. Die daraus resultierende Konstruktion ist in Abschnitt 2.1.3 und in Ref. /2/ beschrieben. Die Verwendung von geeigneten Materialien mit niedrigem thermischen Ausdehnungskoeffizienten (Invar, Quarzglas) gewährleistet relative Unempfindlichkeit gegen Temperaturschwankungen.

Für den Kühlkreislauf wurde ein thermostatisiertes Kühlaggregat entwickelt, das für konstante Kühlwassertemperatur ($\Delta T = \pm\, 0{,}2\ ^{o}C$) sorgt und den Laser unabhängig von Wasserleitungsanschlüssen macht. Niederfrequente mechanische Schwingungen (im Bereich bis 20 kHz), hervorgerufen durch Turbulenzen im Kühlwasser und durch akustische Schwingungen, die auf das Gerät treffen, konnten durch Anordnung der Befestigungsschellen für die Entladungsrohre in ungleichen Abständen weitgehend unterdrückt werden.

Voraussetzung für eine stabile Emission ist die Verwendung einer hochstabilen Stromversorgung, die einen sehr konstanten Pumpstrom liefert. Für diesen Zweck wurde ein spezielles

Gerät gebaut /2/, das den Entladungsstrom mittels Sendetetroden begrenzt und gleichzeitig stabilisiert ($\Delta I < \pm 5 \mu A$).

Mit dem solcherart passiv stabilisierten Laser wurden bereits gute Ergebnisse erzielt. Nach einer Anwärmzeit von etwa einer Stunde, während der sich das Temperaturgleichgewicht im Laser einstellte, betrug die Frequenzkonstanz <1 MHz über eine Zeit von einigen Minuten bis zu einer halben Stunde (relative Frequenzstabilität 10^{-7}-10^{-8}). Voraussetzung dabei waren eine ruhige Umgebung, keine starken Erschütterungen des Lasers selbst und geringe Bodenvibrationen. Die über längere Zeit (einige Stunden) unvermeidlichen Schwankungen der Umgebungstemperatur führten jedoch zu einer stetigen Frequenzdrift. Um diese Langzeitschwankungen auszuschalten, wurde in manchen Fällen ein aktives Stabilisierungssystem*) zur Steuerung der Resonatorlänge eingesetzt (Stabilisierung der Resonatoreigenschwingung auf die Mitte der Fluoreszenzlinie). Die relative Dauerstabilität des Lasers betrug damit ca. 10^{-7}, allerdings auf Kosten einer geringfügigen Modulation (520 Hz) der Laserausgangsleistung.

2.2.3. Konstruktionsmerkmale und technische Daten

Zur Selektion einzelner Rotations-Schwingungs-Linien enthält der Resonator ein dispergierendes Element (vgl. Abschnitt 2.3). Es besteht aus einer Kombination von vier NaCl-Prismen (Bild 1), die alle im Minimum der Ablenkung stehen. Die Anordnung ist dadurch relativ unempfindlich gegen kleine Winkeländerungen. Jede der brechenden Flächen steht unter

---

*) Lansing Lock-In Stabilizer Model 80.214

dem Brewsterwinkel im Strahlengang. Dadurch sind die Reflexionsverluste sehr gering, und man erzwingt eine vollständige lineare Polarisation des Laserbündels. Der brechende Winkel γ eines Prismas ist damit festgelegt. Er beträgt:

$$\gamma = 2 \text{ arc sin } \frac{1}{\sqrt{1 + n^2}} , \qquad (2.5)$$

wobei n der Brechungsindex des Prismenmaterials ist. Gleichzeitig wird damit der Strahlengang um nahezu 180° umgelenkt. Man erhält eine gefaltete kompakte Anordnung ohne zusätzliche Umlenkspiegel.

Gegenüber der sonst üblichen Gitteranordnung bietet die Prismenanordnung noch weitere Vorteile: die Prismen weisen geringere Verluste als ein Gitter auf und sind höher belastbar, d.h. sie erlauben die Erzeugung einer höheren Leistung auf einer Einzellinie. Außerdem kann hierbei mit einem ebenen Auskoppelspiegel gearbeitet werden. Diese Vorteile überwiegen die ebenfalls vorhandenen Nachteile (geringere Winkeldispersion der Prismen, aufwendigere Konstruktion, schwieriger zu justieren, Prismenmaterial hygroskopisch).

Der optische Resonator wird durch einen ebenen teildurchlässigen Spiegel (Ge mit dielektrischen Mehrfachschichten, Reflexion wahlweise R = 65 %, 80 %, 95 %, 98 %) und einen voll reflektierenden sphärischen Spiegel gebildet. Der Krümmungsradius wurde entsprechend den in Abschnitt 2.3.1 angestellten theoretischen Überlegungen zu r = 400 cm festgelegt. Bei diesem Wert reicht die Winkeldispersion der vier NaCl-Prismen ($d\chi/d\lambda = 130 \text{ cm}^{-1}$ für ein Prisma) gut aus, um einzelne Rotations-Schwingungs-Linien aufzulösen (s. Abschnitt 3.2.2). Die Abstimmung auf die verschiedenen Linien erfolgt durch Schwenken eines Entladungsrohres um eine Achse, die durch die Prismenkombination geht und senkrecht auf der Ebene steht, die durch die Faltung der Resonatorachse aufgespannt wird.

Einen Überblick über die Konstruktion gibt Bild 2. Tragendes Element ist ein Invarrohr*), das eine gute mechanische und thermische Stabilität bei geringem Gewicht gewährleistet. Am einen Rohrende sitzen die vier NaCl-Prismen in einem luftdicht abgeschlossenen Behälter mit Trockenmittel. Am anderen Rohrende ist eine Invarplatte angeflanscht, die die Justiereinrichtung für den auf einer Piezokeramik montierten Auskoppelspiegel und die Abstimmechanik trägt. Die mit einem Kühlwassermantel versehenen Gasentladungsrohre aus Quarzglas (innerer Durchmesser d_1 = 8 mm bzw. d_2 = 9 mm) sind beiderseits des Invarrohrs festgehalten bzw. schwenkbar gelagert. Die Gasentladung brennt zwischen eingeschmolzenen Platinelektroden. Das eine Ende der Gasentladungsrohre wird durch NaCl-Prismen verschlossen. Am anderen Ende sind der Endspiegel bzw. ein Brewsterfenster aus Ge aufgekittet. Bei dem feststehenden Gasentladungsrohr steht zwischen Brewsterfenster und Auskoppelspiegel ein freier Raum von ca. 8 cm Länge zur Aufnahme der Modulationsoptik zur Verfügung.
Bild 3 zeigt den Laser mit dem fertig montierten elektrooptischen Modulator innerhalb des Laserresonators.

In Tabelle 1 sind die wichtigsten technischen Daten des Lasers zusammengestellt (optische Resonatorlänge L, aktive Länge L_{aktiv}, maximale Ausgangsleistung auf einer Linie P_{max}, Wirkungsgrad η, Strahldivergenz ϑ für den vollen Winkel). Ebenfalls enthalten sind Angaben über die Gasmischung, den Fülldruck und die relative Frequenzstabilität. Die Ausgangsleistung, bezogen auf das aktive Volumen, erbrachte den für einen abgeschlossenen CO_2-Laser recht günstigen Wert von 0,22 W/cm^3. Dieser Wert entspricht in etwa den üblichen spezifischen Leistungen, die sonst bei CO_2-Lasern mit strömendem Gas erreicht werden (0,20 bis 0,40 W/cm^3) /10/.

---

*) Vacodil 36; Hersteller: Vakuumschmelze Hanau

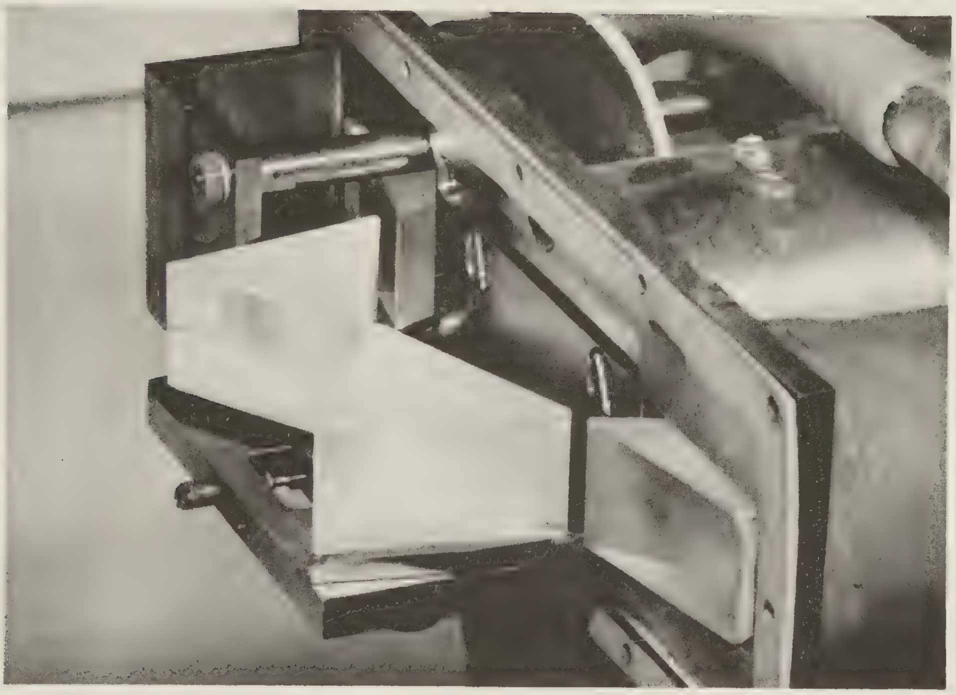


Bild 1: Kombination von vier NaCl-Brewsterprismen zur Abstimmung des CO_2-Lasers auf einzelne Schwingungs-Rotations-Linien

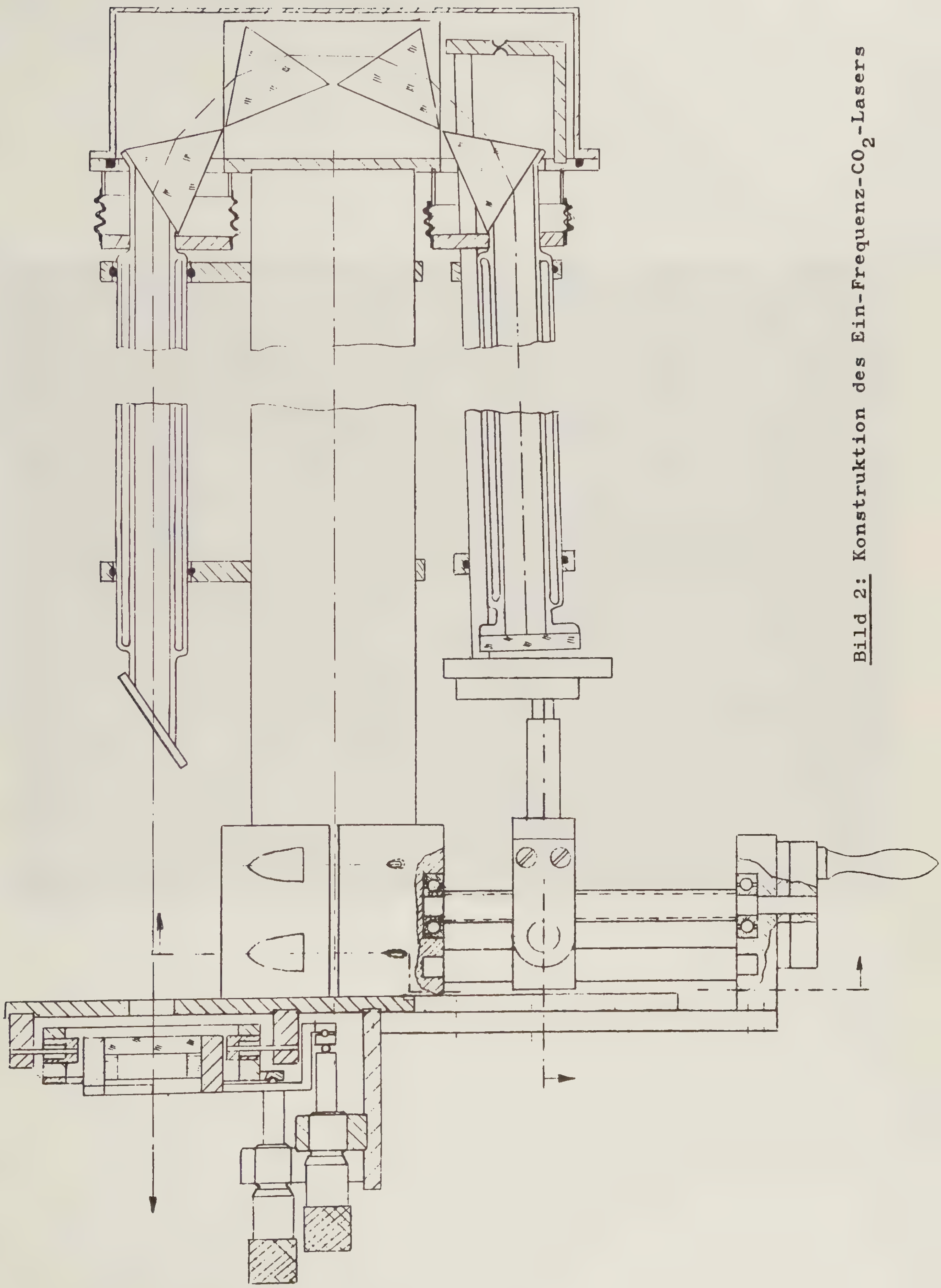


Bild 2: Konstruktion des Ein-Frequenz-CO_2-Lasers

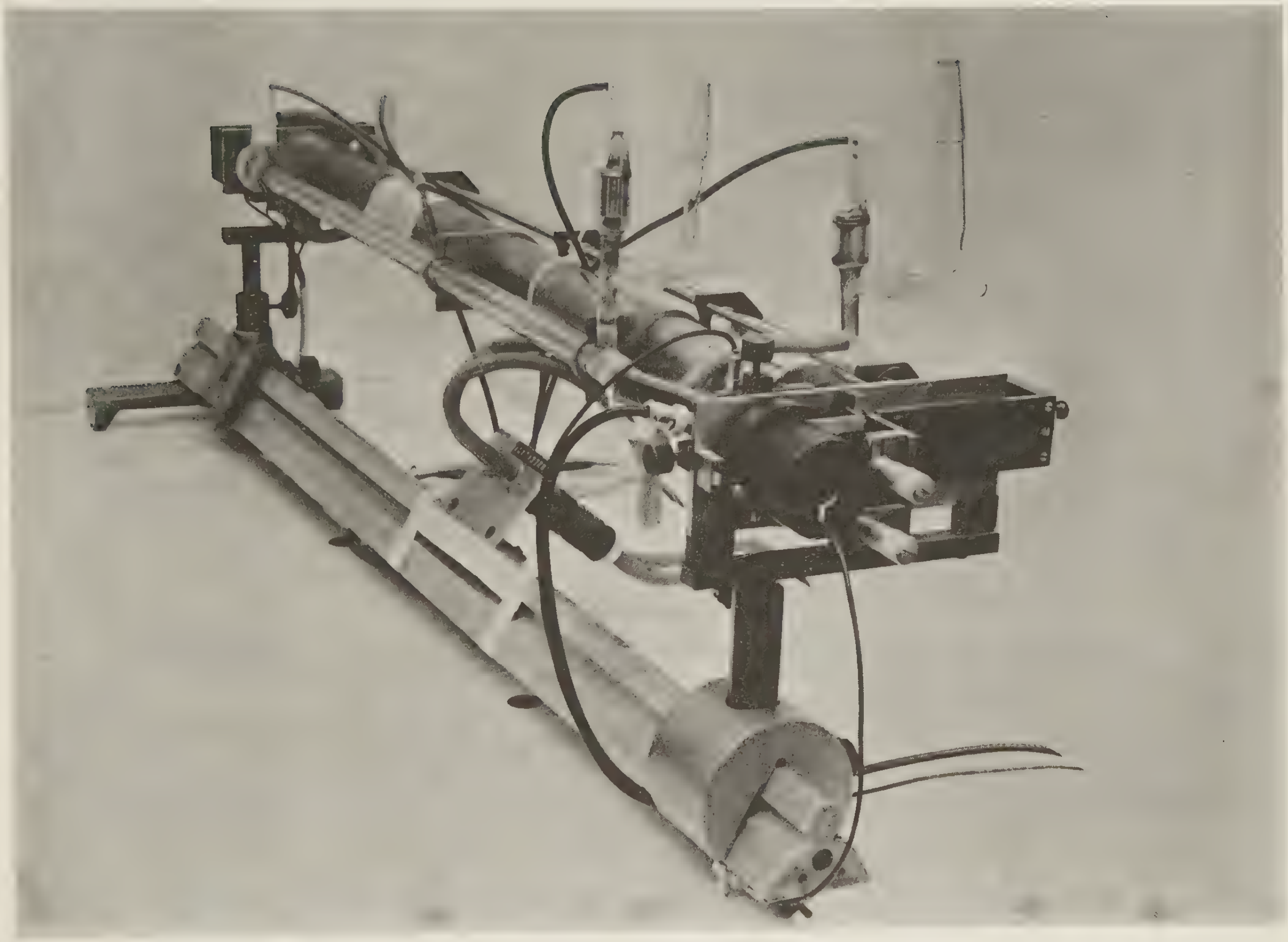


Bild 3: Abstimmbarer Prismen-CO_2-Laser

Tabelle 1: Charakteristische Daten des Ein-Frequenz-CO_2-Lasers

L	165 cm
L_{aktiv}	120 cm
P_{max}	15 W
η_{max}	12 %
η bei P_{max}	8 %
ϑ	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$ rad
TEM-Mode	TEM_{oo}
Frequenzstabilität	10^{-7} bis 10^{-8}
Gasgemisch	$H_2O:N_2:CO_2:Xe:He = 0{,}3:1{,}6:2{,}1:0{,}5:5{,}5$
Fülldruck	10 bis 11 Torr

2.3. Linienselektion am Ein-Frequenz-CO_2-Laser

CO_2 ist ein lineares, symmetrisches, dreiatomiges Molekül. Es besitzt drei Fundamentalschwingungen:

- die symmetrische Streckschwingung (ν_1)
- die symmetrische Knickschwingung (ν_2) (zweifach entartet)
- die unsymmetrische Streckschwingung (ν_3) .

Der Schwingungszustand eines CO_2-Moleküls wird durch das Zahlentripel (ν_1, ν_2, ν_3) gekennzeichnet, das die Zahl der Schwingungsquanten in jeder Fundamentalschwingung angibt. Zu jedem Schwingungsterm gehört ein Satz von Rotationsniveaus.

Die Termlage der Rotations-Schwingungs-Niveaus ergibt sich aus der wohlbekannten Beziehung /19/

$$T(v,J) = G(v) + B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 , \qquad (2.6)$$

wobei v den Schwingungszustand charakterisiert und J die Rotationsquantenzahl ist. B_v und D_v ($B_v \gg D_v$) sind die Rotationskonstanten, die geringfügig vom Schwingungszustand abhängen.

Die Auswahlregeln für Rotations-Schwingungs-Übergänge und die daraus folgende Struktur der Rotations-Schwingungs-Banden sind bei Herzberg /19/ ausführlich diskutiert und brauchen hier nicht näher erläutert zu werden.

Bild 4 zeigt einen Ausschnitt /20/ aus dem (vereinfachten) Termschema des CO_2- und des N_2-Moleküls (nur Schwingungsterme). Das Laserausgangsniveau liegt 2349,2 cm^{-1}, die Laserendniveaus liegen 1388,2 cm^{-1} (10,4 μm-Bande) bzw. 1285,4 cm^{-1} (9,4 μm-Bande) über dem Grundniveau. Traditionsgemäß werden diese Schwingungsterme mit (00^01) und (10^00) bzw. (02^00)

bezeichnet. Seit langem ist bekannt, daß die beiden Terme (10^00) und (02^00) miteinander in Fermi-Resonanz stehen. Die Wellenfunktionen dieser Zustände sind nahezu vollständig gemischt. Erst dadurch wird das Auftreten der 9,4 µm-Bande erklärbar, da anderenfalls der Übergang $\nu_3 \longrightarrow 2\nu_2$ wegen Nichterfüllung der Auswahlregel $\Delta\nu = \pm 1$ verboten wäre. Da aufgrund der Fermi-Resonanz die beiden Quantenzahlen ν_1 und ν_2 keine guten Quantenzahlen sind, schlug Amat /21/ eine neue Bezeichnungsweise vor, die in Tabelle 2 angegeben ist. In der vorliegenden Arbeit wird dennoch die traditionelle Bezeichnung beibehalten, da sie auch in nahezu der gesamten einschlägigen Literatur verwendet wird.

Tabelle 2: Nomenklatur der CO_2-Laser-Schwingungsniveaus

Energie (cm^{-1})	traditionelle Bezeichnung	korrekte Bezeichnung /21/
2349,2	(00^01)	(00^01)
1388,2	(10^00)	$[10^00,\ 02^00]_I$
1285,4	(02^00)	$[10^00,\ 02^00]_{II}$

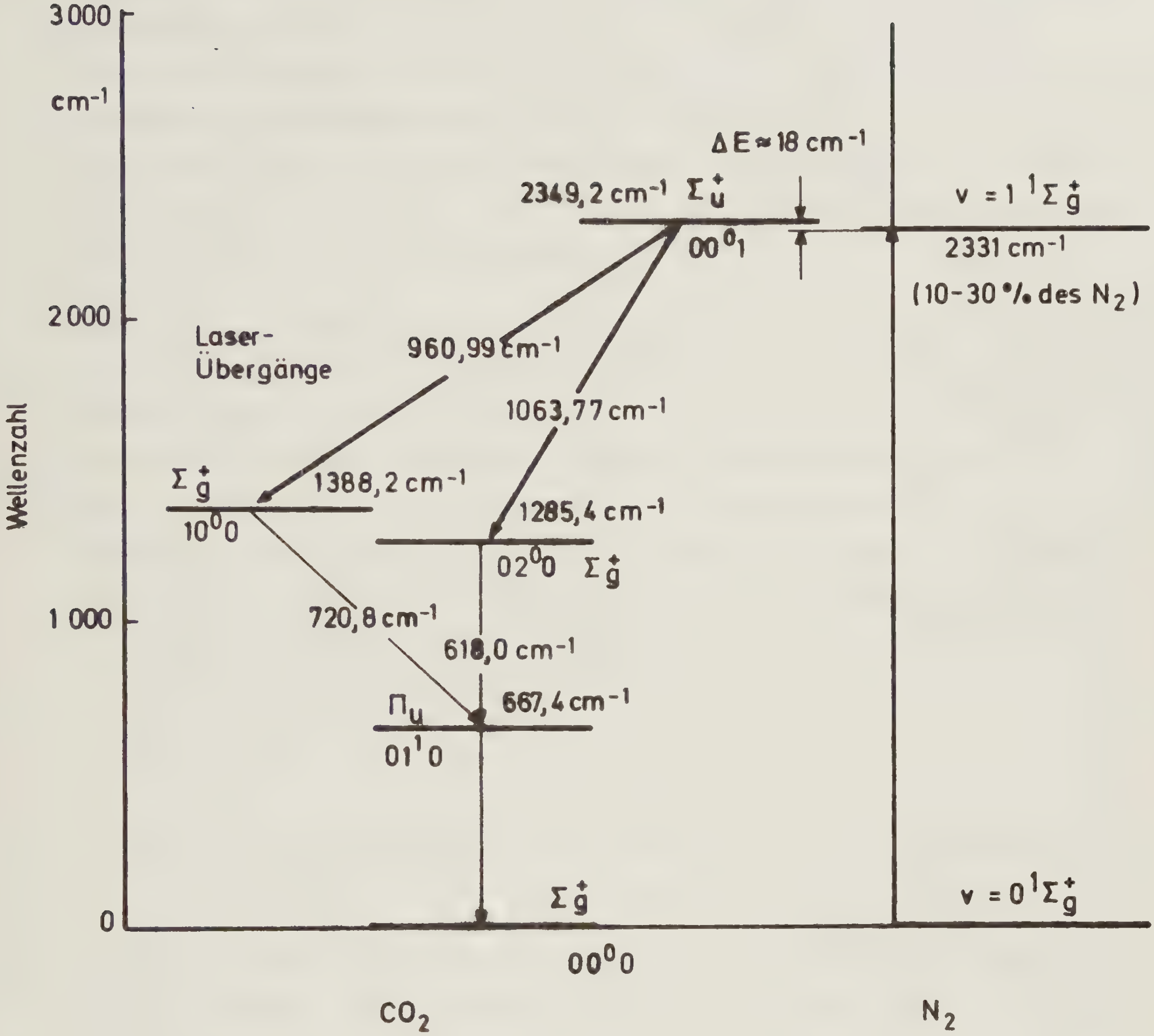


Bild 4: Ausschnitt aus dem Termschema von CO_2 und N_2 (nach K. Gürs /20/)

Im Emissionsspektrum des CO_2-Lasers treten normalerweise mehrere (bis zu 8) Linien gleichzeitig auf. Für die weiteren Untersuchungen und die vorgesehene Anwendung ist jedoch eine monofrequente Emission erforderlich. Man muß daher geeignete Maßnahmen ergreifen, um Laseremission auf nur einer Linie zu erzwingen. Besonders günstig ist eine Anordnung, die es gestattet, den Laser auf vorgegebene Rotations-Schwingungslinien abzustimmen.

Entscheidend für jede Anwendung ist das erreichbare Auflösungsvermögen, d.h., welche Wellenlängendifferenz zwischen benachbarten Laserlinien mindestens bestehen muß, um diese noch getrennt erzeugen zu können. Eine Zusammenfassung der theoretischen Überlegungen zum Auflösungsvermögen von aktiven Spektralapparaten /22/ bringt der folgende Abschnitt 2.3.1. Die gefundenen Ergebnisse wurden beim Bau des abstimmbaren Lasers berücksichtigt und durch die Experimente voll bestätigt (s. Abschnitt 2.3.2).

2.3.1. Theorie des Auflösungsvermögens aktiver Spektralapparate

In der Wellenlänge abstimmbare Laser sind schon seit mehreren Jahren bekannt. Zum Beispiel werden die Ionenlaser (Ar, Kr) durch geeignete Justierung eines Littrowprismas im inneren Strahlengang des Resonators auf die einzelnen Linien abgestimmt. Da die Linienabstände bei diesen Lasern relativ groß sind und geeignetes Prismenmaterial mit hoher Dispersion zur Verfügung steht, wird hier die Frage nach der Auflösung nicht gestellt. Sie spielt jedoch eine große Rolle bei den Moleküllasern, wo die relativen Wellenlängendifferenzen zwischen einzelnen Rotations-Schwingungs-Linien sehr klein werden können, und bei den Farbstofflasern, die man möglichst über die gesamte Fluoreszenzlinie kontinuierlich mit kleiner

Linienbreite durchstimmen möchte. Bei diesen Lasern werden meist Prismenkombinationen oder Beugungsgitter als dispergierende Elemente im Resonator zur Wellenlängenselektion benutzt.

Das Schema zweier typischer Anordnungen für abstimmbare Moleküllaser zeigt Bild 5. Im einen Fall geschieht die Abstimmung durch Verkippen des Reflexionsgitters, das als Endreflektor in den Laserresonator eingebaut ist. Im anderen Fall wird die Winkeldispersion $\frac{d\chi}{d\lambda}$ von vier hintereinander angeordneten Prismen ausgenutzt. Durch Schwenken des Entladungsrohrs um einen geeigneten Drehpunkt wird der Laser auf verschiedene Emissionswellenlängen abgestimmt.

Solche Laser sind vom Aufbau her den bekannten passiven Gitter- bzw. Prismenmonochromatoren sehr ähnlich. Auch dort wird die Winkeldispersion von Gittern bzw. Prismen zur räumlichen Trennung von Lichtbündeln mit unterschiedlicher Wellenlänge ausgenutzt. In Analogie zu den Spalten bei den Monochromatoren stehen bei den Lasern geometrische Begrenzungen durch die endlichen Spiegelabmessungen, durch die Rohrwandungen oder durch eine Blende im inneren Strahlengang. Abstimmbare Laser können somit als aktive rückgekoppelte Spektralapparate angesehen werden, die monochromatisches Licht erzeugen und aussenden, das in der Wellenlänge in gewissen Grenzen einstellbar und zudem kohärent ist.

Vergleicht man das Auflösungsvermögen von aktiven und passiven Spektralapparaten, so ergeben sich wesentliche Unterschiede. Bei passiven Spektralapparaten ist in jedem Fall ein fokussierendes Element (Linse, Hohlspiegel) zur Abbildung des Spaltes erforderlich. Die Auflösungsgrenze ist dann erreicht, wenn der Winkelabstand zweier benachbarter Spektrallinien (bedingt durch die Winkeldispersion des dispergierenden Elements) in etwa so groß wird wie die

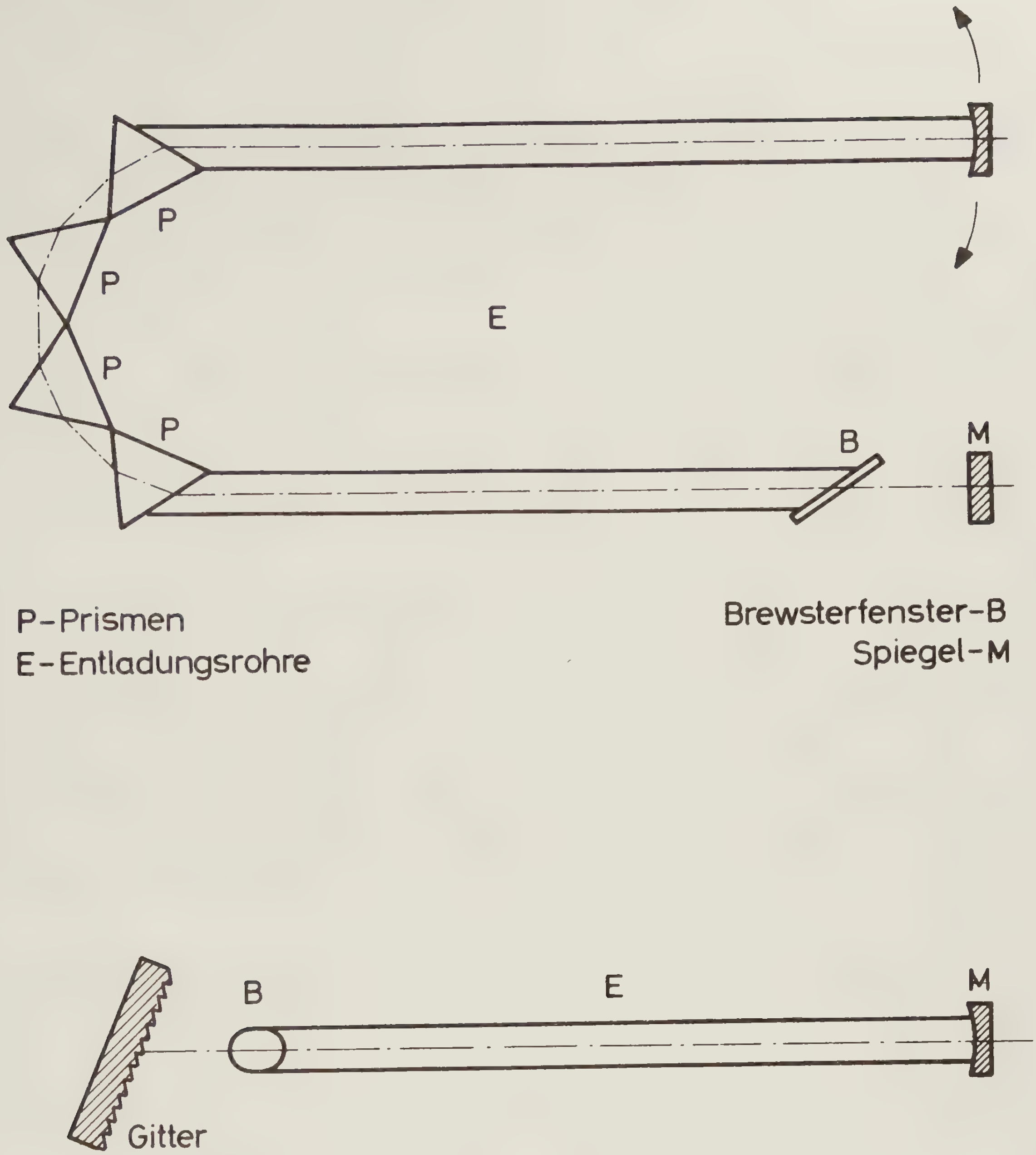


Bild 5: **Möglichkeiten zur Abstimmung von Molekülllasern**

Winkelbreite des Beugungsbildes des Eintrittsspalts. Aus der Anwendung der Beugungstheorie auf diesen Sachverhalt ergeben sich für das theoretische Auflösungsvermögen $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ die wohlbekannten Beziehungen:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = B\,\frac{dn}{d\lambda} = D\,\frac{d\chi}{d\lambda} \qquad \text{(Prisma)}$$

bzw.

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Z \cdot N = H \cos \beta\,\frac{d\chi}{d\lambda} \quad . \qquad \text{(Gitter)}$$

B ist die wirksame Basislänge des Prismas, $\frac{dn}{d\lambda}$ die Dispersion des Prismenmaterials, D der wirksame Durchmesser des Lichtbündels, $\frac{d\chi}{d\lambda}$ die Winkeldispersion. N ist die Strichzahl des Gitters, Z die Ordnung, unter der beobachtet wird, H ist die ausgeleuchtete Breite des Gitters und ß der Beugungswinkel. In das Auflösungsvermögen geht also neben der Winkeldispersion auch noch der wirksame Bündeldurchmesser ein.

Bei den hier betrachteten aktiven Spektralapparaten mit kontinuierlicher Emission gilt der oben angegebene Zusammenhang nicht mehr. Hier sitzt das dispergierende Element innerhalb eines optischen Resonators. Bei jedem Durchgang durch den Resonator trifft die Lichtwelle ohne Schwächung immer wieder auf das dispergierende Element. Die auftretenden Phasendifferenzen addieren sich wie bei Mehrfachmonochromatoren, die aus einer sehr großen Anzahl von Einzelmonochromatoren bestehen. Daher hängt das Auflösungsvermögen nicht mehr von der wirksamen Basislänge der Prismen oder der effektiven Strichzahl des Gitters ab. Für die Auflösung sind nur die Winkeldispersion des dispergierenden Elements und vor allem die Geometrie bzw. die Stabilität des Laserresonators in Verbindung mit dem Vorhandensein einer Laserschwelle maßgebend.

Um nun ein Auflösungsvermögen definieren zu können, ist ein Laserresonator mit einem dispergierenden Element im Strahlengang zu betrachten, der für eine Eigenschwingung definierter Wellenlänge optimal justiert ist, aber für eine in der

Wellenlänge benachbarte Eigenschwingung als Folge der Winkeldispersion des dispergierenden Elements bereits dejustiert ist. Die Auflösungsgrenze einer solchen Anordnung ist durch die minimale Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ zwischen den beiden Eigenschwingungen gegeben, bei der die Nachbareigenschwingung gerade nicht mehr anschwingt. Bei gegebener Winkeldispersion hängt die Auflösungsgrenze vom Grad der Dejustierung und den damit verbundenen Verlusten ab sowie von der Schwelle, von der an die Eigenschwingung aufgrund der Zusatzverluste unterdrückt wird. Das Auflösungsvermögen und die Stabilität des Laserresonators sind daher eng miteinander verknüpft.

Zur Ermittlung der Dejustierung für eine gegebene Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ wird das Stabilitätskriterium für Resonatoren angewendet. Danach ist für den ungestörten Resonator die Achse durch die Verbindungslinie der Krümmungsmittelpunkte der Spiegel gegeben. Bei einem Resonator mit einem dispergierenden Element im inneren Strahlengang knickt die Achse an dieser Stelle um den der Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ entsprechenden Dispersionswinkel $\Delta\alpha = \frac{d\chi}{d\lambda}\Delta\lambda$ ab. Die Teilachsen gehen in ihrer Verlängerung wieder durch die Krümmungsmittelpunkte der Spiegel; bei Verwendung eines Planspiegels stehen sie auf diesem senkrecht. Dadurch ergibt sich eine Verschiebung der Durchstoßpunkte auf den Spiegeln gegenüber dem ungestörten Fall, was einer Dejustierung entspricht. Die Konstruktion kann eindeutig mit Hilfe geometrischer Sätze ausgeführt werden.

Bild 6 zeigt den Fall des allgemeinen Resonators mit sphärischen Spiegeln: Der Koordinatenursprung liegt in der Mitte zwischen den beiden Krümmungsmittelpunkten z_1 und z_2. z_D kennzeichnet den Ort des dispergierenden Elements. Zunächst sucht man den geometrischen Ort aller Punkte, von dem aus zwei Geraden durch die Punkte $z_{1,2}$ immer den gleichen Winkel $\Delta\alpha$ einschließen. Diese Geraden sind die Achsen des Resonators,

der für Licht der Wellenlänge $\lambda + \Delta\lambda$ optimal justiert wäre. Diese Achsen sind gegenüber der Achse des ursprünglichen Resonators verschoben, was einer Dejustierung entspricht. Die Dejustierung auf den Spiegeln Δx_1, Δx_2 ist abhängig vom Ort z_D des dispergierenden Elements und von den Krümmungsradien der Spiegel. Man kann diesen Zusammenhang analytisch fassen und erhält für die Dejustierung an den Spiegeln

$$\Delta x_1 = - \frac{\Delta\alpha r_1}{2} \left(1 + \frac{z_D}{z_1}\right) \quad , \tag{2.7}$$

$$\Delta x_2 = - \frac{\Delta\alpha r_2}{2} \left(1 + \frac{z_D}{z_2}\right) \quad . \tag{2.8}$$

Man sieht, daß die Dejustierung bei konstantem $r_1 = r_2$ am größten wird, wenn sich das dispergierende Element direkt am Ort eines Spiegels befindet. Bei konstantem z_D werden die Dejustierung und damit auch die Verluste sehr groß, wenn z_1 und z_2 gegen Null gehen (Fall des konzentrischen Resonators). Im Fall des konfokalen Resonators ($r_1 = r_2 = L$) gehen die Verluste durch ein Minimum, während sie bei Annäherung an den planparallelen Resonator ($r_{1,2} = \infty$) wieder stark anwachsen.

Den besonders einfachen Fall des plankonkaven Resonators zeigt Bild 7. Hier ist die Dejustierung am sphärischen Spiegel unabhängig vom Ort des dispergierenden Elements:

$$\Delta x_2 = r_2 \, \Delta\alpha = \text{const.} \tag{2.9}$$

Man sieht auch hier, daß bei Annäherung an den planparallelen Resonator ($r = \infty$) die Dejustierung und damit auch die Verluste sehr groß werden.

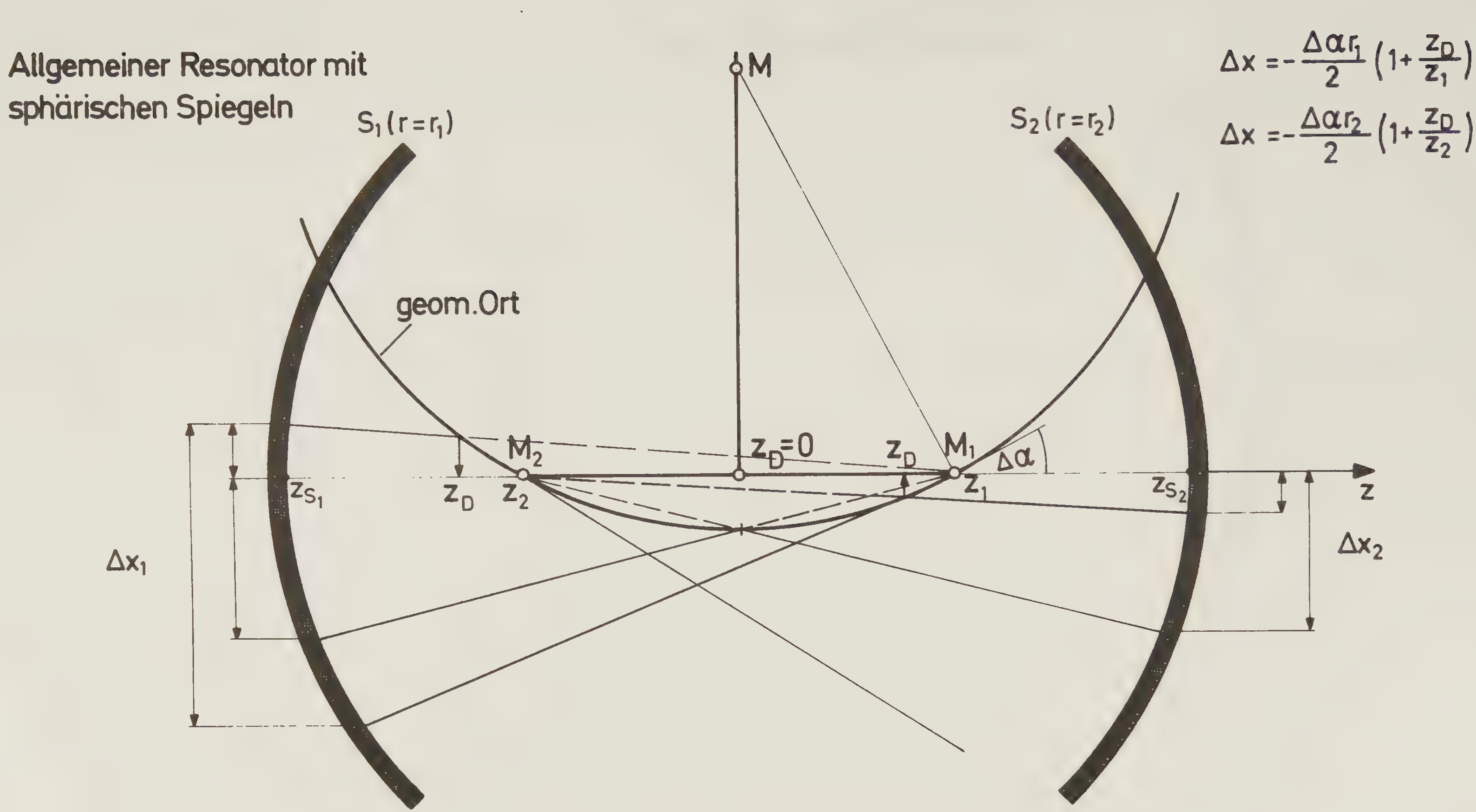
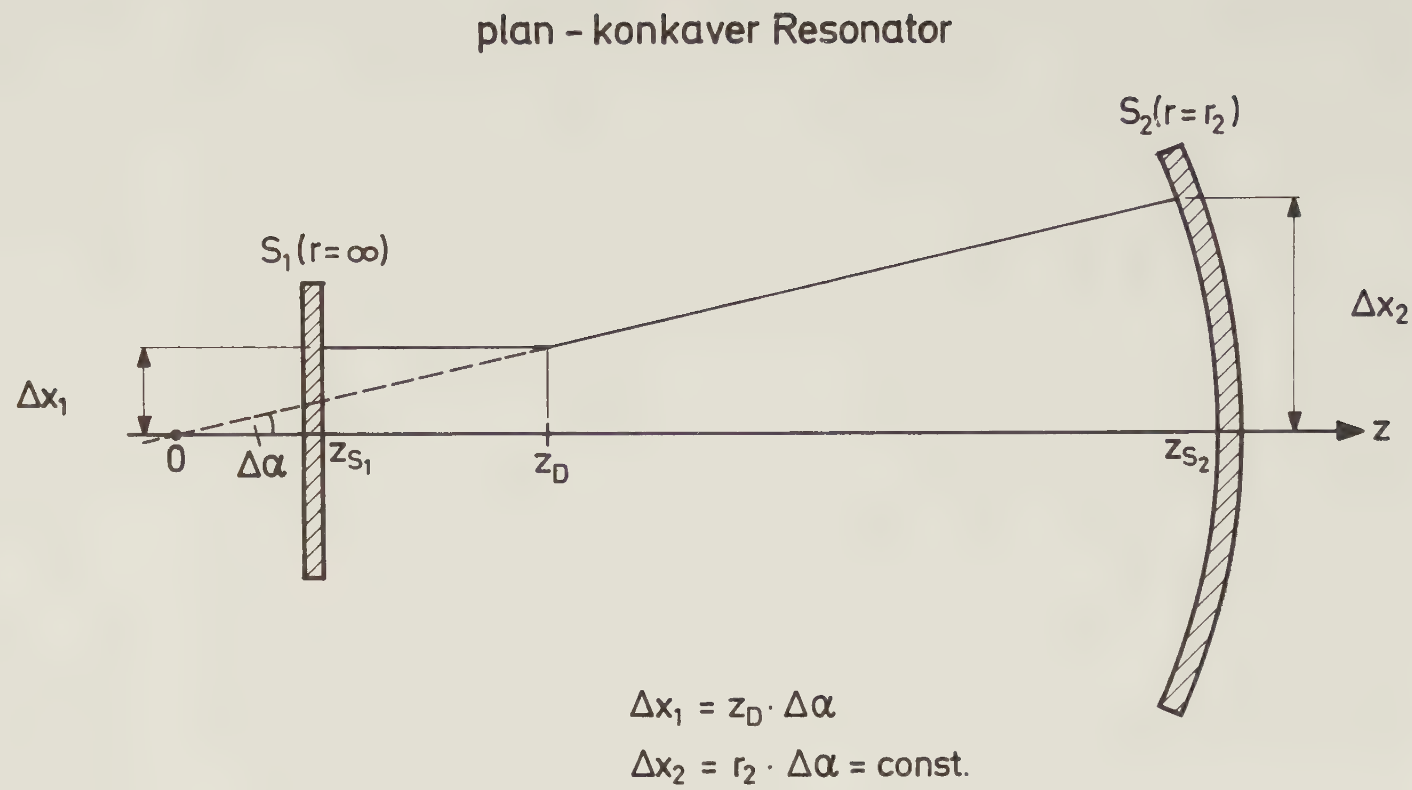


Bild 6: Strahlengang (Dejustierung) im allgemeinen Resonator mit sphärischen Spiegeln bei Abknickung durch ein dispergierendes Element



<u>Bild 7:</u> **Strahlengang (Dejustierung) im plan-konkaven Resonator bei Abknickung durch ein dispergierendes Element**

Mit Hilfe der Resonatortheorie /23, 24/ lassen sich die Zusatzverluste aus der Dejustierung quantitativ berechnen. Die Verluste allgemeiner Resonatoren sind durch Lösen der entsprechenden Integralgleichung für die Feldverteilung auf den Spiegeln zu gewinnen, lassen sich aber auch im Sinne einer Abschätzung auf die Verluste eines konfokalen Resonators zurückführen, in den der allgemeine Resonator eingebettet ist. Dies ist bequemer, da die Lösungen der Integralgleichung für den konfokalen Resonator bekannt sind. Die Eigenwerte σ_m, σ_n dieser Integralgleichung sind ein Maß für die Beugungsverluste $\delta_{B,mn}$ des Resonators. Sie sind gegeben durch /25/

$$\delta_{B,mn} = 1-\left|\sigma_m \sigma_n\right|^2 = 1-\left[4FR_{om}^{(1)}(2\pi F,1)\ R_{on}^{(1)}(2\pi F,1)\right]^2 . \qquad (2.10)$$

Hierbei ist F die Fresnelzahl, $R_{om}^{(1)}$ ist die radiale gestreckte Sphäroidfunktion erster Art und nullter Ordnung vom Grad m in der Bezeichnung von Flammer /26/, deren Argument ebenfalls die Fresnelzahl enthält. Eine Dejustierung des Resonators bedeutet eine Verkleinerung seiner Fresnelzahl. Aus dieser Änderung kann man nach einiger Rechnung dann die durch die Dejustierung hervorgerufenen zusätzlichen Beugungsverluste bestimmen. Ist bekannt, bei welchen Verlusten der Laser gerade nicht mehr anschwingt, läßt sich daraus das oben definierte Auflösungsvermögen angeben.

Derartige Rechnungen wurden für einige Fälle durchgeführt. Bild 8 zeigt die Ergebnisse für einen Resonator mit zwei gleichen sphärischen Spiegeln und vorgegebener Resonatorlänge. Hier sind die Auflösungsgrenze bzw. das Auflösungsvermögen für $\lambda = 10{,}6\,\mu m$ in Abhängigkeit vom Ort des dispergierenden Elements für zwei verschiedene Winkeldispersionen aufgetragen. Parameter der Kurven sind die zusätzlichen Beugungsverluste, bei denen der Laser gerade nicht mehr anschwingt. Man sieht, daß die Auflösung um so besser wird, je näher das dispergierende Element am Spiegel steht.

Bild 9 zeigt für einen Resonator mit zwei gleichen sphärischen Spiegeln und fester Resonatorlänge den Zusammenhang zwischen Auflösung und Krümmungsradien der Spiegel. Das dispergierende Element steht nahe am Ort des Spiegels ($z_D = \frac{L}{2}$). Die Auflösung ist minimal im Fall des konfokalen Resonators ($r = L$). Sie wächst sehr rasch bei Annäherung an den konzentrischen Resonator ($r = L/2$), der jedoch sehr instabil ist. Sie nimmt ebenfalls zu, wenn die Krümmungsradien größer werden. Der Grenzfall ist der planparallele Resonator ($r = \infty$), der eine beliebig gute Auflösung besitzt, aber auch sehr instabil ist.

Bild 10 zeigt den gleichen Zusammenhang für den Fall des plankonkaven Resonators mit konstanter Resonatorlänge. Auch hier wird die Auflösung besser, je größer der Krümmungsradius des sphärischen Spiegels wird.

Aus den hier angestellten Überlegungen ergeben sich folgende, für die Praxis wichtige Ergebnisse: Aktive Spektralapparate können, abhängig von der Resonatorgeometrie, eine Auflösung haben, die von passiven Monochromatoren bei weitem nicht erreicht wird (z.B. nahezu konzentrischer oder planparalleler Resonator). Allerdings nimmt mit dem Grad der Auflösung auch die Instabilität des Resonators zu und damit die Schwierigkeit der Handhabung. Man kann einen Kompromiß eingehen und sich auf Auflösungen beschränken, die denen von guten passiven Monochromatoren entsprechen. Dabei hat der Laser volle Intensität und ist genügend stabil und unempfindlich gegen kleine Dejustierungen. In der Praxis wird man so vorgehen, daß man eine gewisse Auflösungsgrenze vorgibt, z.B. den Abstand zweier Linien, die man gerade noch trennen will. Anhand der hier angeführten Rechnungen kann dann die Resonatorgeometrie und die Stellung des dispergierenden Elements so gewählt werden, daß der Laser ein Optimum an Stabilität besitzt und volle Leistung emittiert.

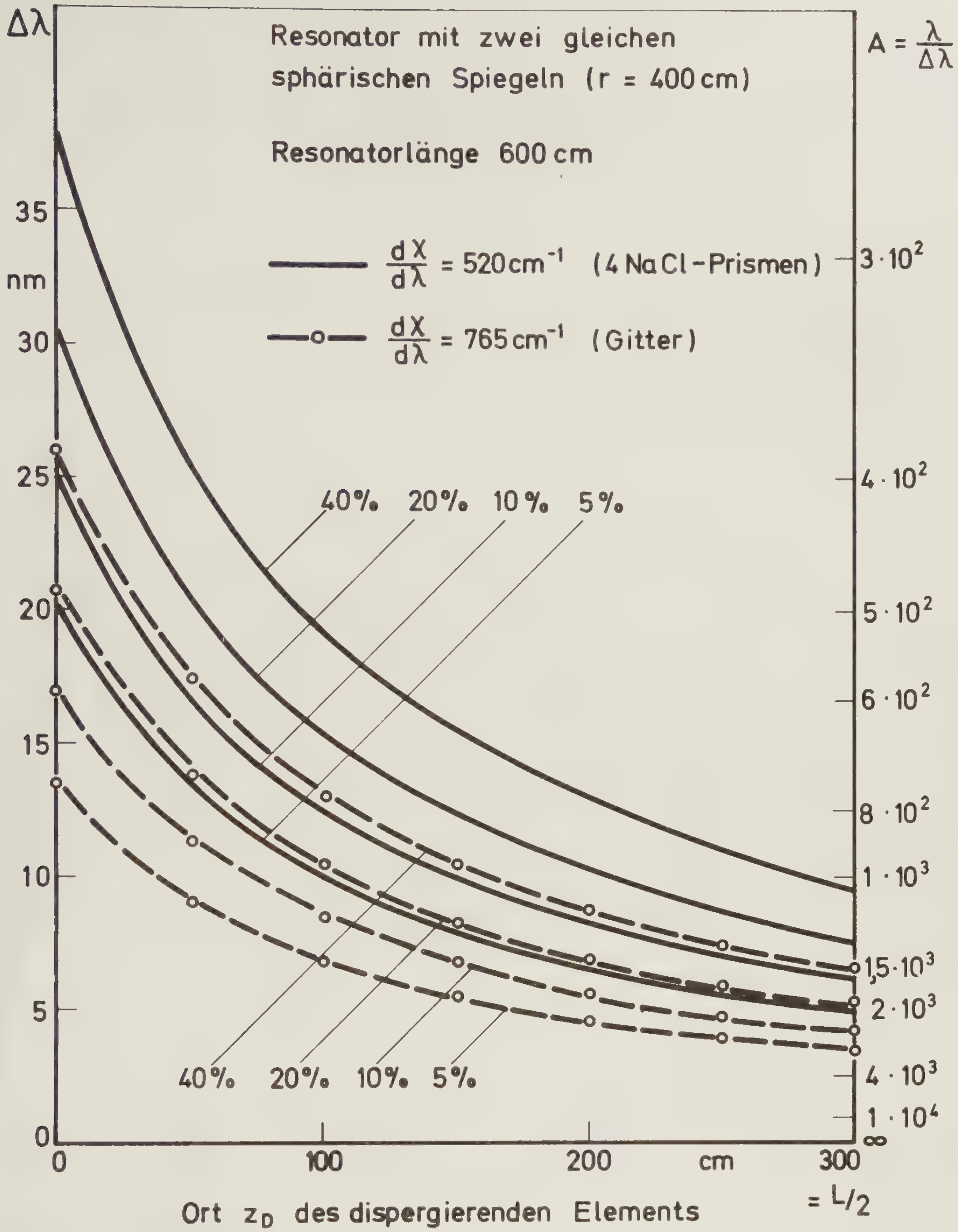


Bild 8: **Auflösungsvermögen des Resonators mit zwei gleichen sphärischen Spiegeln in Abhängigkeit vom Ort des dispergierenden Elements bei $\lambda_o = 10,6\,\mu m$**

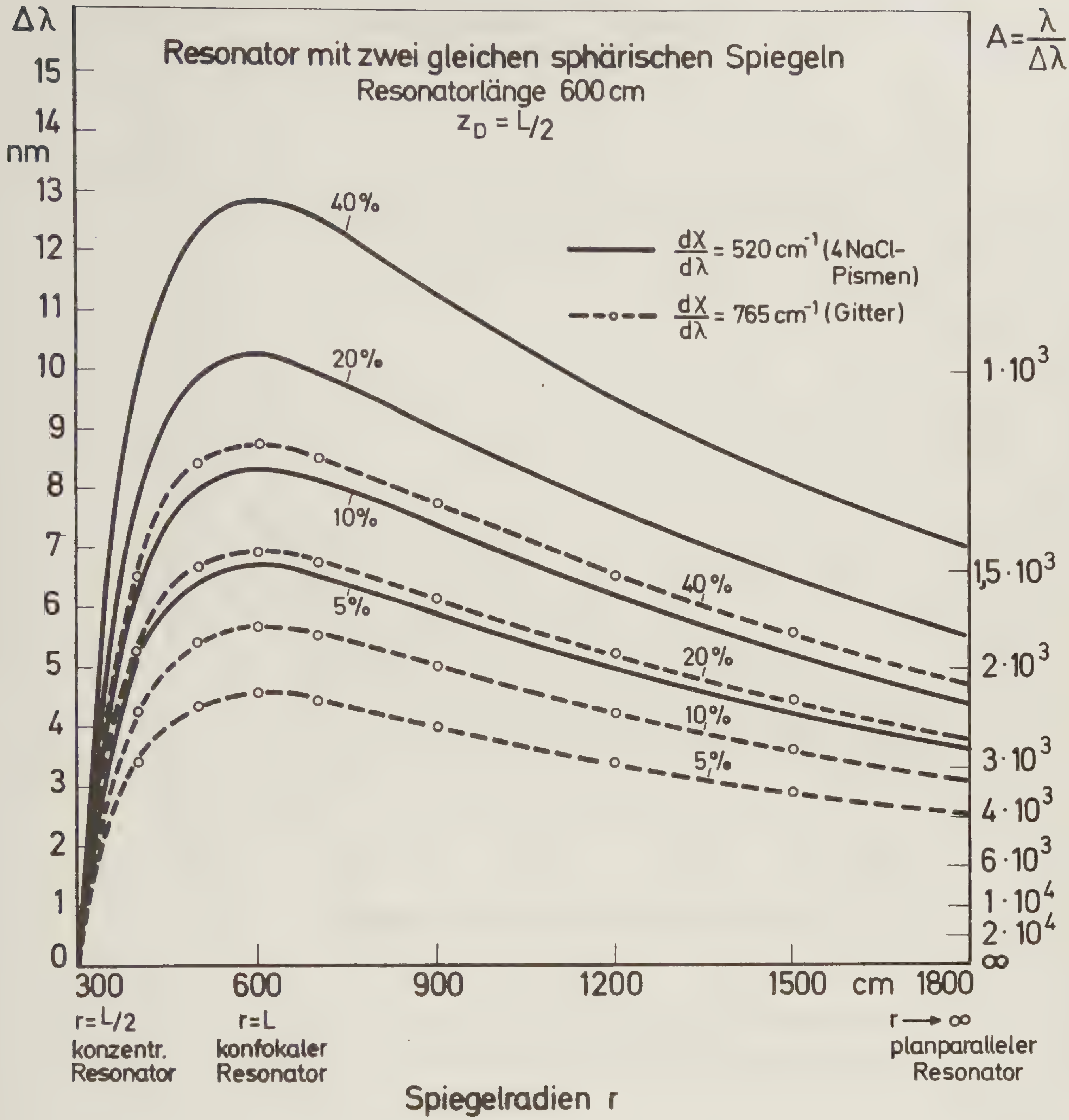


Bild 9: Auflösungsvermögen des Resonators mit zwei gleichen sphärischen Spiegeln in Abhängigkeit von den Spiegelradien bei λ_o = 10,6 µm

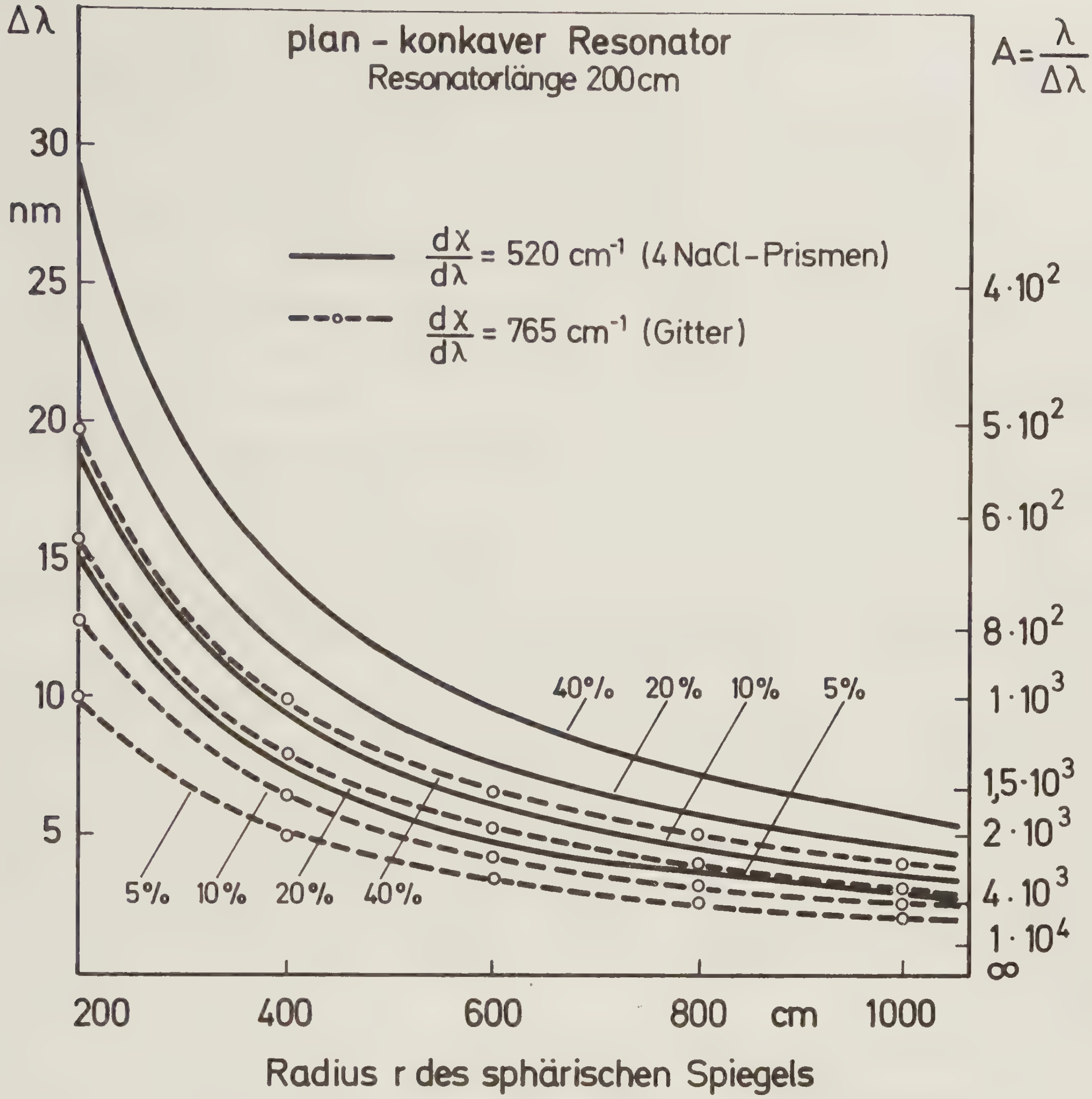


Bild 10: Auflösungsvermögen des plan-konkaven Resonators in Abhängigkeit vom Radius des sphärischen Spiegels bei λ_o = 10,6 μm

Man kann die Auflösung noch weiter verbessern, wenn man eine gewisse Leistungsminderung in Kauf nimmt. Man setzt dazu Blenden in den inneren Strahlengang vor den Spiegel und erhöht damit künstlich die Beugungsverluste des Resonators, so daß bereits geringe zusätzliche Verluste bei der benachbarten Eigenschwingung ausreichen, um diese nicht mehr anschwingen zu lassen. Im Prinzip kann die Auflösung damit beliebig hoch werden, allerdings auf Kosten einer verminderten Ausgangsleistung und Stabilität.

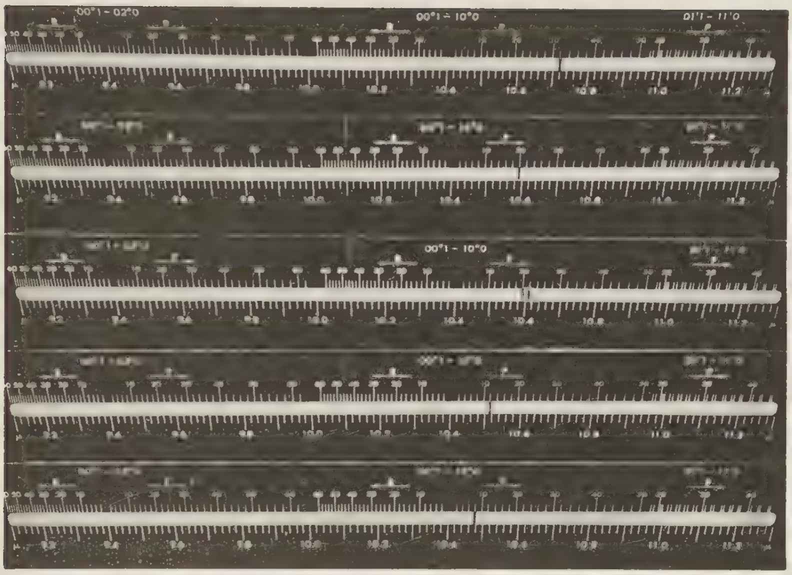
2.3.2. Abstimmung auf definierte Rotations-Schwingungs-Linien

Die oben angestellten theoretischen Überlegungen wurden beim Bau des abstimmbaren CO_2-Lasers berücksichtigt (s. Abschnitt 2.2.3). Die experimentellen Untersuchungen zur Auflösung einzelner Linien ergaben eine Bestätigung der theoretischen Überlegungen (Bild 11). Dazu wurde die Emission des CO_2-Lasers mit einem Spektrum-Analysator*) zerlegt. Die einzelnen Emissionswellenlängen erscheinen als schwarze Striche auf dem Fluoreszenzschirm.
Als experimenteller Beweis für die berechnete Auflösungsgrenze kann die Tatsache gelten, daß es bei Übergang von einer Linie zur benachbarten eine Zwischenstellung gibt (bei sorgfältiger Justierung der Resonatorlänge), in der gerade noch beide Linien anschwingen, allerdings mit geringer Intensität (Bild 11, Mitte).

In Tabelle 3 sind die identifizierten P-Linien der $00^01\text{-}10^00$-Schwingungsbande zusammengestellt. Tabelle 4 enthält die R-Linien desselben Schwingungsübergangs. In den Tabellen 5 und 6 sind die identifizierten P- bzw. R-Linien der

---

*) CO_2-Spectrum Analyzer, Model 16-A, Optical Engineering Inc.



P 32

P 20

P 20+P 22

P 12

P 8

Bild 11: Abstimmung des Prismen-CO_2-Lasers auf einzelne Schwingungs-Rotationslinien (die schwarzen Striche auf dem hellen Leuchtstreifen des Monochromators kennzeichnen die jeweilige Linie bzw. Wellenlänge)

00^01-02^00-Schwingungsbande aufgeführt. Angegeben sind die genauesten verfügbaren Zahlenwerte für die Mittenfrequenz der Linie (f), deren Standardabweichung (σ), die Wellenzahl ($\bar{\nu}$) und die Vakuumlänge (λ_0). Diese Größen sind von G. Schiffner /27/ berechnet. Bei der Berechnung wurden die Zahlenwerte der Rotationskonstanten des CO_2-Moleküls zugrundegelegt, die mit Hilfe einer genauen absoluten Frequenzmessung einiger Laserlinien gewonnen wurden /28/. Bild 12 gibt eine Übersicht über die spektrale Zuordnung und das Verstärkungsprofil der Laserlinien.

Bei allen hier aufgeführten Linien betrug die Laserleistung mehr als 20 mW. Sie war damit ausreichend, um eine deutliche Schwärzung auf dem Fluoreszenzschirm des Spektrum-Analysators hervorzurufen. Daneben konnte noch eine ganze Anzahl weiterer Linien, vor allem im Bereich der 01^11-11^10-Schwingungsbande ($\lambda > 11\,\mu m$) beobachtet, aber wegen zu geringer Intensität nicht mehr eindeutig identifiziert werden. Die Intensitätsschwäche dieser Linien beruht zum einen auf deren geringer Verstärkung (vgl. Bild 12); zum anderen waren die verwendeten dielektrischen Laserspiegel auf eine zentrale Wellenlänge von etwa 10 μm ausgelegt. Im Bereich oberhalb von 11 μm zeigten die Spiegelschichten so starke Verluste, daß die entsprechenden Linien nur mit sehr geringer Intensität anschwingen konnten.

Die kurzwellige Grenze des Abstimmbereichs war konstruktiv bedingt und mit der R(50)-Linie des 00^01-02^00-Schwingungsübergangs erreicht. Insgesamt konnten etwa 120 Linien beobachtet und davon 103 identifiziert werden.

Entsprechend der sehr unterschiedlichen Verstärkung auf den einzelnen Linien ändert sich auch der optimale Auskoppelgrad zur Erzielung der jeweils maximalen Ausgangsleistung. Bei den stärksten Linien (P(18), P(20), P(22) und R(18), R(20),

Tabelle 3: Beobachtete und identifizierte P-Linien der $00^{0}1$ - $10^{0}0$-Schwingungsbande (Zahlenwerte nach G.Schiffner /27/)

Linie	f MHz	σ MHz	$\bar{\nu}$ cm^{-1}	λ_0 μm
P(52)	27348064.6	26.7	912.233115	10.9621103
P(50)	27413663.0	26.3	914.421240	10.9358790
P(48)	27478482.1	26.0	916.583373	10.9100823
P(46)	27542526.5	25.7	918.719664	10.8847131
P(44)	27605800.4	25.5	920.830254	10.8597648
P(42)	27668307.9	25.4	922.915278	10.8352307
P(40)	27730052.7	25.3	924.974865	10.8111046
P(38)	27791038.6	25.2	927.009135	10.7873802
P(36)	27851268.9	25.1	929.018202	10.7640517
P(34)	27910746.9	25.1	931.002173	10.7411135
P(32)	27969475.5	25.0	932.961148	10.7185600
P(30)	28027457.5	25.0	934.895219	10.6963859
P(28)	28084695.5	25.0	936.804472	10.6745861
P(26)	28141191.8	25.0	938.688985	10.6531558
P(24)	28196948.5	25.0	940.548831	10.6320902
P(22)	28251967.7	25.0	942.384073	10.6113848
P(20)	28306251.0	25.0	944.194769	10.5910352
P(18)	28359800.0	25.0	945.980969	10.5710372
P(16)	28412615.9	25.0	947.742717	10.5513868
P(14)	28464699.8	25.0	949.480049	10.5320802
P(12)	28516052.6	25.0	951.192995	10.5131136
P(10)	28566675.0	25.0	952.881575	10.4944835
P(8)	28616567.3	25.0	954.545806	10.4761866
P(6)	28665730.0	25.0	956.185695	10.4582196
P(4)	28714162.9	25.0	957.801244	10.4405795
P(2)	28761866.0	25.0	959.392446	10.4232632

Tabelle 4: **Beobachtete und identifizierte R-Linien der $00^{0}1$ - $10^{0}0$-Schwingungsbande**
(Zahlenwerte nach G. Schiffner /27/)

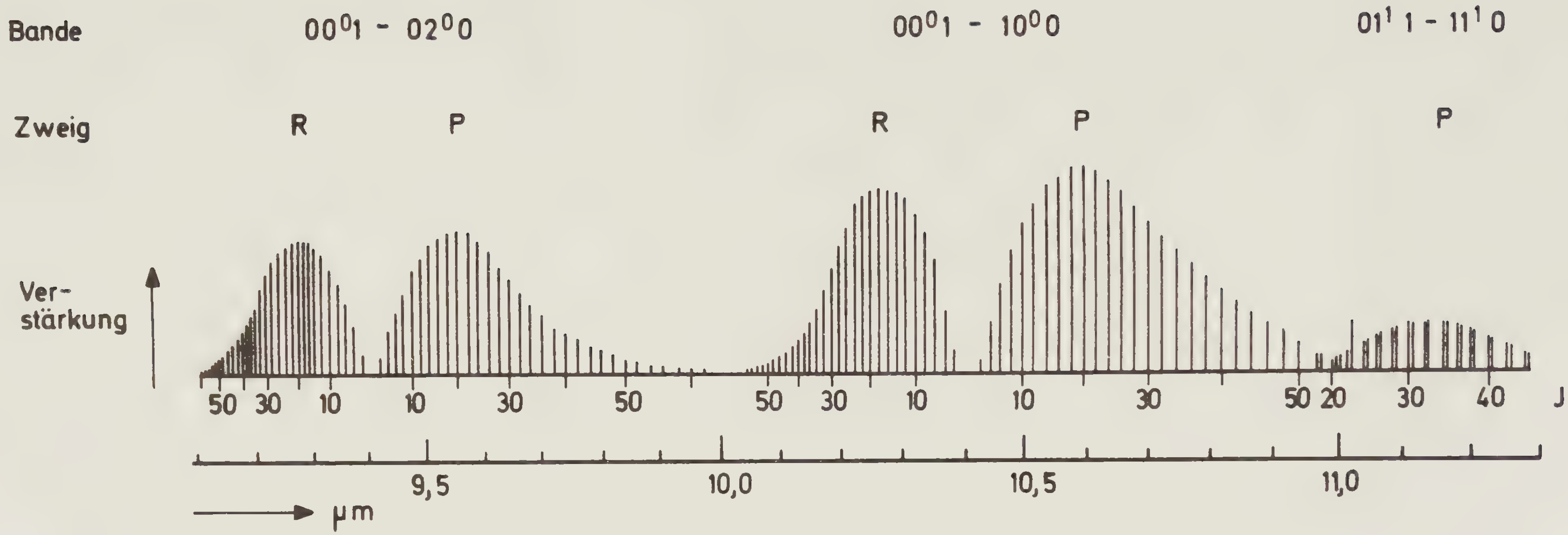
Linie	f MHz	σ MHz	$\bar{\nu}$ cm^{-1}	λ_0 μm
R(2)	28877927.2	25.0	963.263832	10.3813718
R(4)	28923071.2	25.0	964.769672	10.3651683
R(6)	28967481.8	25.0	966.251050	10.3492772
R(8)	29011157.7	25.0	967.707923	10.3336965
R(10)	29054097.5	25.0	969.140238	10.3184241
R(12)	29096299.2	25.0	970.547936	10.3034581
R(14)	29137761.0	25.0	971.930951	10.2887967
R(16)	29178480.6	25.0	973.289211	10.2744384
R(18)	29218455.6	25.0	974.622635	10.2603814
R(20)	29257683.5	25.0	975.931135	10.2466246
R(22)	29296161.4	25.0	977.214619	10.2331666
R(24)	29333886.2	25.0	978.472984	10.2200062
R(26)	29370854.7	25.0	979.706122	10.2071425
R(28)	29407063.6	25.0	980.913918	10.1945745
R(30)	29442509.0	25.1	982.096249	10.1823014
R(32)	29477187.1	25.1	983.252986	10.1703225
R(34)	29511093.8	25.1	984.383993	10.1586374
R(36)	29544224.9	25.2	985.489125	10.1472454
R(38)	29576575.7	25.2	986.568233	10.1361464
R(40)	29608141.6	25.3	987.621158	10.1253400
R(42)	29638917.6	25.4	988.647736	10.1148262
R(44)	29668898.7	25.6	989.647795	10.1046049
R(46)	29698079.3	25.8	990.621156	10.0946764
R(48)	29726454.0	26.1	991.567634	10.0850408
R(50)	29754016.9	26.4	992.487035	10.0756984
R(52)	29780762.1	26.8	993.379159	10.0666497
R(54)	29806683.4	27.4	994.243799	10.0578953

Tabelle 5: **Beobachtete und identifizierte P-Linien der $00^{0}1$ - $02^{0}0$-Schwingungsbande**
(Zahlenwerte nach G.Schiffner /27/)

Linie	f MHz	σ MHz	$\bar{\nu}$ cm^{-1}	λ_0 μm
P(54)	30347843.2	23.9	1012.294943	9.8785439
P(52)	30414557.9	22.6	1014.520308	9.8568751
P(50)	30480585.8	21.6	1016.722760	9.8355229
P(48)	30545918.9	20.7	1018.902038	9.8144862
P(46)	30610549.8	20.1	1021.057891	9.7937640
P(44)	30674471.1	19.5	1023.190075	9.7733552
P(42)	30737675.8	19.1	1025.298357	9.7532586
P(40)	30800157.2	18.8	1027.382514	9.7334730
P(38)	30861908.9	18.6	1029.442328	9.7139973
P(36)	30922924.7	18.4	1031.477596	9.6948301
P(34)	30983198.7	18.3	1033.488119	9.6759700
P(32)	31042725.2	18.2	1035.473710	9.6574156
P(30)	31101498.9	18.2	1037.434190	9.6391656
P(28)	31159514.8	18.1	1039.369389	9.6212185
P(26)	31216767.9	18.1	1041.279148	9.6035727
P(24)	31273253.8	18.1	1043.163316	9.5862267
P(22)	31328968.3	18.0	1045.021749	9.5691788
P(20)	31383907.2	18.0	1046.854316	9.5524275
P(18)	31438067.0	18.0	1048.660892	9.5359711
P(16)	31491444.2	18.0	1050.441363	9.5198079
P(14)	31544035.6	18.0	1052.195623	9.5039361
P(12)	31595838.4	18.0	1053.923576	9.4883540
P(10)	31646849.8	18.0	1055.625136	9.4730598
P(8)	31697067.7	18.0	1057.300223	9.4580515
P(6)	31746489.9	18.0	1058.948769	9.4433275
P(4)	31795114.6	18.0	1060.570714	9.4288857

Tabelle 6: **Beobachtete und identifizierte R-Linien der $00^{o}1$ - $02^{o}0$-Schwingungsbande**
(Zahlenwerte nach G.Schiffner /27/)

Linie	f MHz	σ MHz	$\bar{\nu}$ cm^{-1}	λ_o μm
R(4)	32004022.8	18.0	1067.539142	9.3673380
R(6)	32048241.7	18.0	1069.014124	9.3544134
R(8)	32091658.1	18.0	1070.462340	9.3417579
R(10)	32134272.4	18.0	1071.883798	9.3293695
R(12)	32176085.0	18.0	1073.278518	9.3172460
R(14)	32217096.8	18.0	1074.646525	9.3053853
R(16)	32257308.9	18.0	1075.987856	9.2937852
R(18)	32296722.7	18.0	1077.302557	9.2824434
R(20)	32335339.7	18.0	1078.590682	9.2713577
R(22)	32373161.9	18.0	1079.852295	9.2605258
R(24)	32410191.5	18.0	1081.087468	9.2499453
R(26)	32446430.9	18.1	1082.296285	9.2396141
R(28)	32481882.9	18.1	1083.478835	9.2295296
R(30)	32516550.4	18.1	1084.635220	9.2196895
R(32)	32550436.8	18.2	1085.765548	9.2100915
R(34)	32583545.6	18.3	1086.869938	9.2007329
R(36)	32615880.6	18.4	1087.948519	9.1916114
R(38)	32647446.0	18.6	1089.001426	9.1827244
R(40)	32678246.1	18.8	1090.028807	9.1740695
R(42)	32708285.6	19.1	1091.030815	9.1656440
R(44)	32737569.3	19.5	1092.007616	9.1574453
R(46)	32766102.6	20.0	1092.959383	9.1494708
R(48)	32793890.8	20.7	1093.886299	9.1417179
R(50)	32820939.8	21.5	1094.788555	9.1341839



<u>Bild 12:</u> Verstärkungsprofil der CO_2-Laserlinien

R(22) des 00^01-10^00-Übergangs) lag der optimale Auskoppelgrad zwischen 20 und 25 %. Bei Verwendung eines Spiegels mit einem Reflexionsvermögen von 80 % betrug die maximale Leistung auf diesen Linien zwischen 10 und 15 W.

Zur Erzeugung der schwachen Linien mit sehr niedrigen oder sehr hohen J-Werten, die nur geringe Verstärkung zeigen, wurde ein Auskoppelspiegel mit einem Reflexionsvermögen von 95 % bzw. 98 % verwendet. Mit dem 98-%-Spiegel konnten zwei Linien mit relativ hoher Intensität nachgewiesen werden, die bisher experimentell noch nicht beobachtet wurden. Es waren dies die R(2)- und die P(2)-Linie des 00^01-10^00-Schwingungsübergangs. Die kontinuierliche Leistung der R(2)-Linie betrug dabei etwa 170 mW, die der P(2)-Linie etwa 80 mW. (Zum Vergleich: Bei Verwendung desselben Spiegels und unter sonst gleichen Bedingungen betrug die Leistung auf der starken P(20)-Linie 350 mW.) Die Erzeugung dieser beiden bisher noch nicht beobachteten Linien kann als Beweis für die Leistungsfähigkeit der entwickelten Anordnung gewertet werden.

2.4. Modenselektion am Ein-Frequenz-CO_2-Laser

2.4.1. Transversale Moden und Ausstrahlungscharakteristik

Die Forderung nach Emission im transversalen Grundmode läßt sich durch geeignete Wahl der Resonatorparameter erfüllen. Der hier betrachtete Laser ist mit einem (gefalteten) plankonkaven Resonator ausgerüstet (Resonatorlänge L = 165 cm; Krümmungsradius des sphärischen Spiegels r_2 = 400 cm). Damit ergibt sich der Fleckradius an der Strahltaille zu w_o = 2,6 mm und am sphärischen Spiegel zu w_s = 3,4 mm. Setzt man den Innendurchmesser der Entladungsrohre als begrenzende Apertur

an, so ist die Fresnelzahl $F = 1{,}03$. Durch Umrechnung des plankonkaven Resonators auf den äquivalenten konfokalen Resonator lassen sich die Beugungsverluste für die transversalen Moden aus den bei Fox und Li /23/ angegebenen Beziehungen berechnen. Sie betragen (bezogen auf die Leistung):

$$\begin{aligned} TEM_{00}&: \delta_B \approx 0{,}4\ \% \\ TEM_{10}&: \delta_B \approx 6\ \% \\ TEM_{20}&: \delta_B \approx 22\ \% \quad . \end{aligned}$$

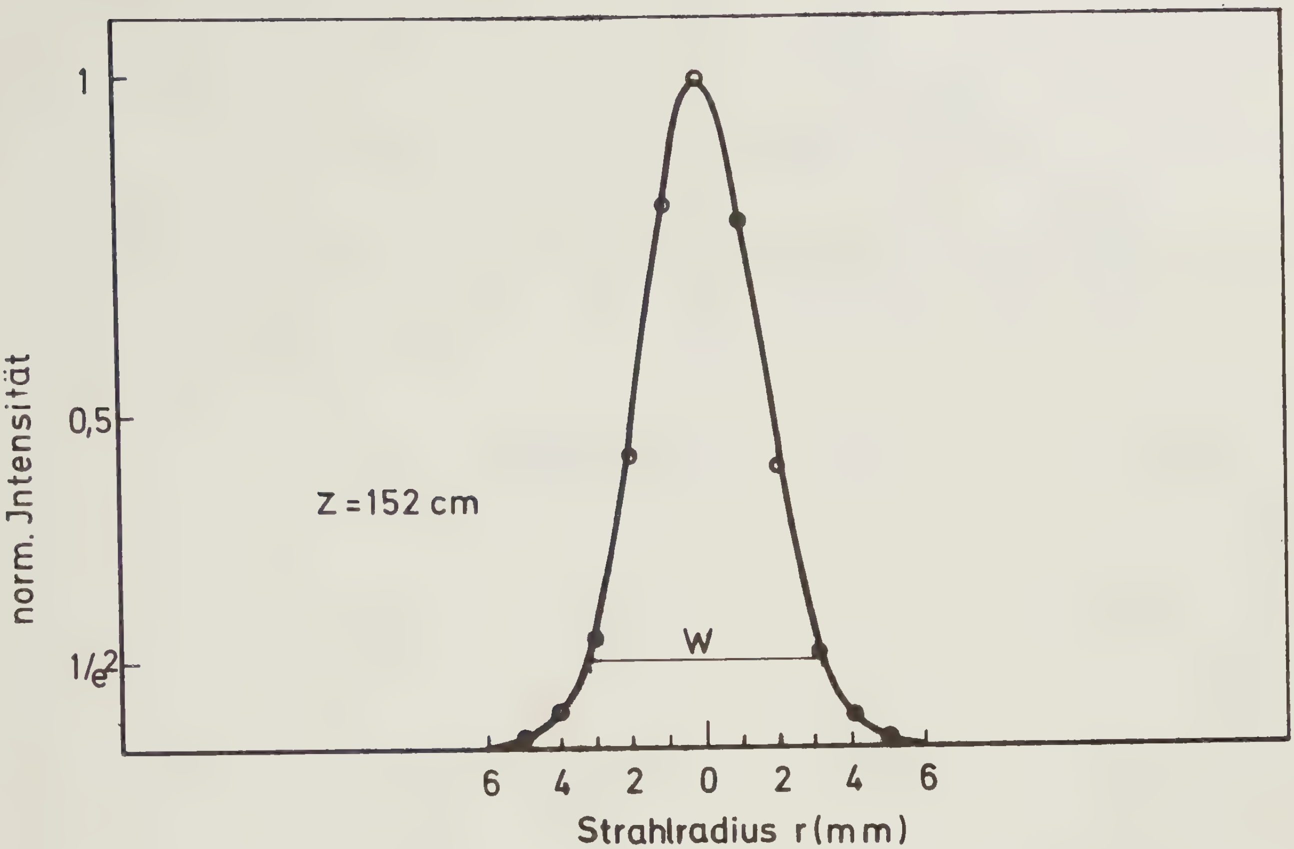
Daraus folgt, daß nur der transversale Grundmode anschwingen sollte. Dies wurde experimentell durch Messung des radialen Intensitätsprofils des Laserbündels bei zwei verschiedenen Abständen z vom Auskoppelspiegel bestätigt. Die Ergebnisse zeigt Bild 13. Die durchgezogenen Kurven geben die aus den Resonatordaten berechneten Intensitätsprofile an:

$$J(r,z) = J_o(z)\ \exp\left[-2r^2/w(z)^2\right] \tag{2.11}$$

mit

$$w(z) = w_o \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_o^2}\right)^2} \tag{2.12}$$

Die Meßwerte sind als Kreise eingetragen. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Dies zeigt, daß nur der transversale Grundmode mit gaußförmiger Intensitätsverteilung emittiert wird. Die Strahldivergenz (voller Winkel) beträgt $\vartheta = 2{,}6 \cdot 10^{-3}$ rad.



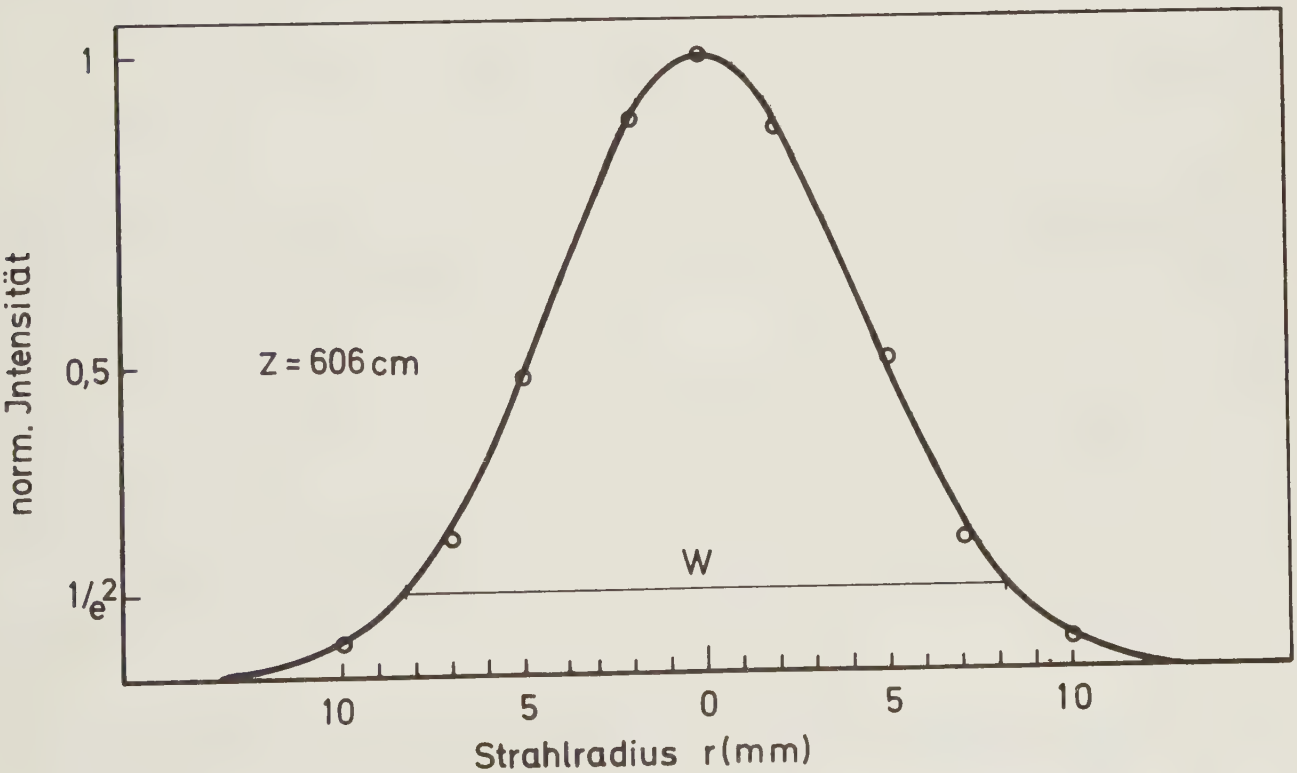


Bild 13: Radiales Intensitätsprofil des Laserbündels bei zwei Abständen (z_1 = 152 cm und z_2 = 606 cm) vom Auskoppelspiegel. Die durchgezogene Kurve ist aus den Resonatordaten berechnet, die Kreise (o) geben Meßwerte an

2.4.2. Longitudinale Moden und Verstärkungsprofil

Die Fluoreszenzlinienbreite beim CO_2-Laser ist zu etwa gleichen Anteilen durch die Dopplerverbreiterung und die Druckverbreiterung gegeben. Für die Dopplerbreite gilt die wohlbekannte Beziehung

$$\Delta \nu_D = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}} \qquad (2.13)$$

mit ν = Frequenz, c = Lichtgeschwindigkeit, k = Boltzmannkonstante, T = Temperatur, m = Molekülmasse.

Die Druckverbreiterung beträgt für die üblichen Laser-Gasgemische etwa $\Delta\nu_N/p \approx 4{,}5$ MHz/Torr /10/. Die gesamte Linienbreite ergibt sich durch Faltung des Dopplerprofils und des druckverbreiterten Profils. Für die Zwecke einer Abschätzung kann man ansetzen:

$$\Delta \nu_{ges} = \sqrt{\Delta\nu_D^2 + \Delta\nu_N^2} \qquad (2.14)$$

Bei der üblichen Betriebstemperatur eines CO_2-Lasers von $T \approx 400$ K und bei einem Gesamtdruck $p \approx 11$ Torr ist damit die Fluoreszenzlinienbreite $\Delta\nu_{ges} \approx 79{,}5$ MHz.

Der Modenabstand im passiven Resonator ist gegeben durch $\Delta\nu_R = c/2L$ und beträgt bei einer optischen Resonatorlänge $L \approx 165$ cm etwa $\Delta\nu_R = 91$ MHz. Das bedeutet, daß bei Abstimmung der Resonatoreigenschwingung auf die Mitte des Verstärkungsprofils nur ein longitudinaler Mode anschwingen sollte.

Die experimentelle Bestätigung dieser Überlegungen zeigen die Bilder 14 und 15 (Original-Meßkurven), in denen für zwei verschiedene Pumpströme die Änderung der Laserintensität bei

geringfügiger Änderung der Resonatorlänge aufgezeichnet ist. Die Laseremission erfolgte auf der P(18)-Linie des $00^{0}1-10^{0}0$-Schwingungsübergangs. Die verwendete Piezokeramik ermöglichte einen maximalen Hub von $\Delta L = 13\,\mu m$ und damit das Durchfahren von ca. 2,5 freien Spektralbereichen des Resonators. Die diagonal verlaufende Linie gibt den Verlauf der Spannung an der Piezokeramik an. Die Abszisse ist direkt in Frequenzen geeicht. Infolge der interferometrisch ausgemessenen nichtlinearen Ausdehnung der Piezokeramik ist der Frequenzmaßstab ebenfalls nicht linear. Wie man sieht, stimmt der Frequenzabstand zweier longitudinaler Moden innerhalb der Meßgenauigkeit (ca. $\pm$ 1,5 MHz) mit dem Wert für den passiven Resonator überein.

In Bild 14 wurde der Laser nahe an der Schwelle betrieben. Der gesamte Pumpstrom betrug I = 4,6 mA. Infolge der geringen Verstärkung kann der Laser nur emittieren, wenn der Resonatormode recht genau auf das Maximum der Fluoreszenzlinie abgestimmt ist.

In Bild 15 betrug der Pumpstrom I = 10 mA. Das Linienprofil, innerhalb dessen Verstärkung auftritt, ist entsprechend breiter. Bei Durchfahren des freien Spektralbereichs sinkt die Verstärkung für einen longitudinalen Mode gerade dann unter den Schwellenwert, wenn der benachbarte Mode anzuschwingen beginnt.

Aus dem glatten und symmetrischen Verlauf der Verstärkungsprofile läßt sich schließen, daß bei Abstimmung auf das Maximum der Fluoreszenzlinie tatsächlich nur ein longitudinaler Mode anschwingt. Dieses Ergebnis wird weiterhin bestätigt durch die Tatsache, daß im Frequenzspektrum der Laserintensität keine Schwebung mit der Differenzfrequenz zweier benachbarter longitudinaler Moden nachgewiesen werden konnte.

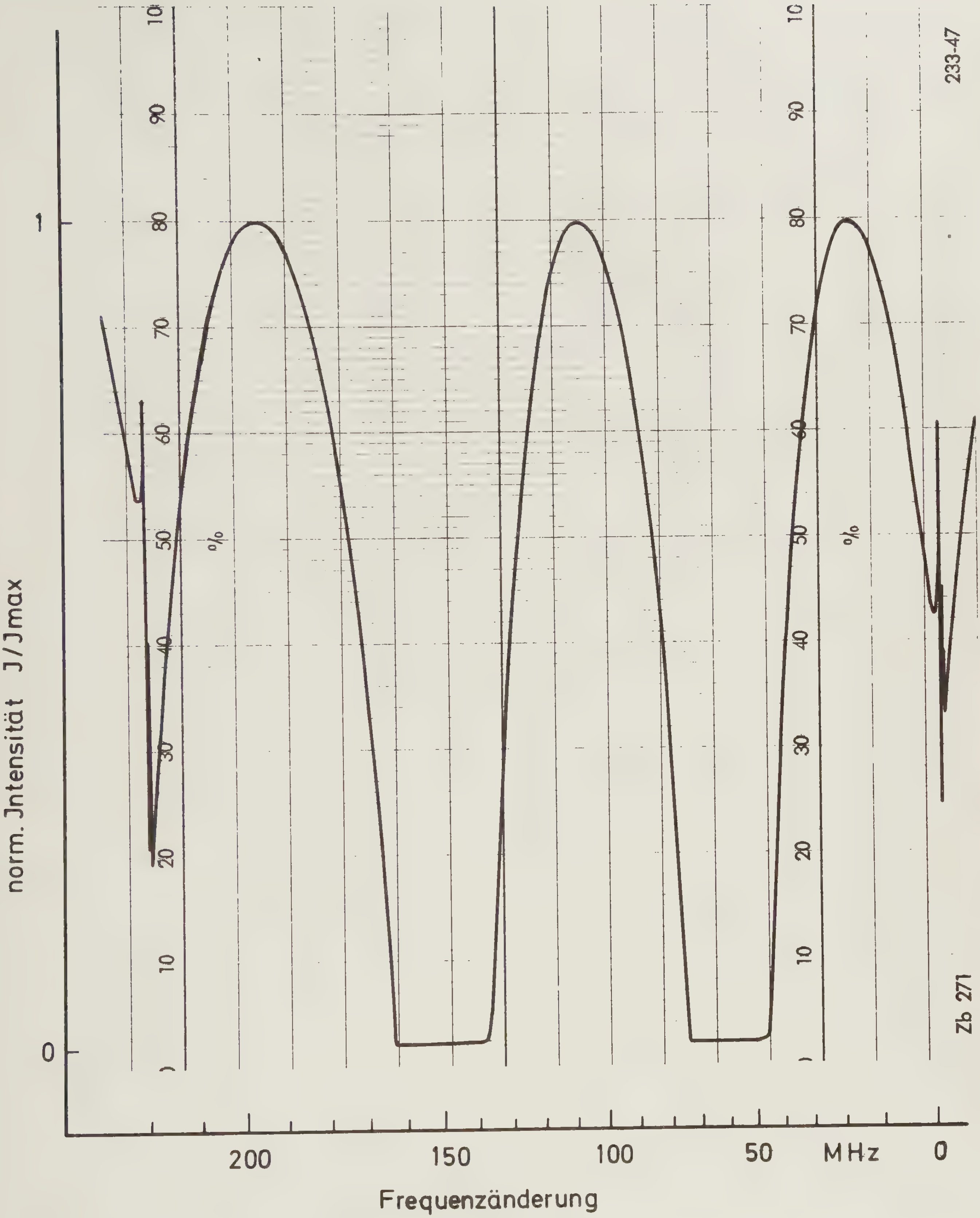


Bild 14: Laserintensität bei Änderung der Frequenz der longitudinalen Resonatoreigenschwingung. Die diagonal verlaufende Linie gibt die Spannung an der Piezokeramik an. Entladungsstrom Iges = 4,6 mA

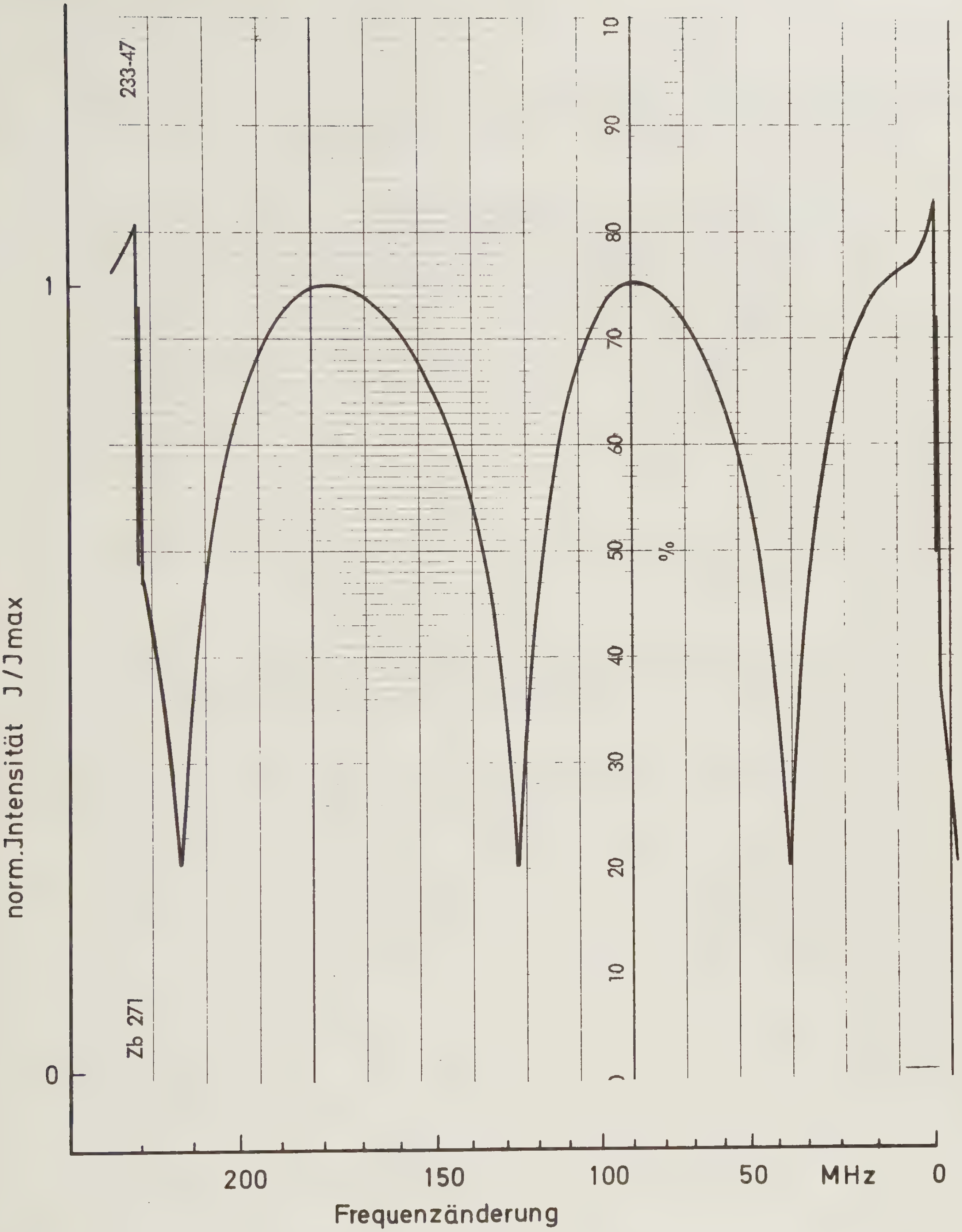


Bild 15: Laserintensität bei Änderung der Frequenz der longitudinalen Resonatoreigenschwingung. Die diagonal verlaufende Linie gibt die Spannung an der Piezokeramik an.
Entladungsstrom Iges = 10 mA

Zusammen mit den Ergebnissen aus den vorangehenden Abschnitten ergibt sich als Schlußfolgerung:

Der entwickelte Laser ist abstimmbar auf definierte Rotations-Schwingungs-Linien und emittiert in einem longitudinalen Mode und im transversalen Grundmode. Die Emissionsfrequenz hat eine relative Stabilität von ca. 10^{-8}, d.h. sie ist auf etwa 300 kHz genau definiert. Diese wohldefinierten Bedingungen bieten besonders günstige Voraussetzungen für genaue Untersuchungen zur Steuerung der Laseremission und ihres dynamischen Verhaltens.

3. Modulation der Verstärkung über den Pumpstrom - Dynamik der Emission

In diesem Abschnitt wird über die Untersuchungen zur Dynamik der Laseremission bei Steuerung der Verstärkung über den Pumpstrom berichtet. Dabei konnten erstmals am CO_2-Laser ausgeprägte gedämpfte Relaxationsschwingungen beobachtet werden. Wie sich zeigt, treten zwei verschiedene Arten (Typ I und Typ II) mit sehr unterschiedlichen Zeitkonstanten auf. Sie stellen den Einschwingvorgang der Laseremission dar und gestatten Aussagen über die Lebensdauern sowohl des oberen wie auch des unteren Laserniveaus (00^01- bzw. 10^00-Schwingungsterme). Die Relaxationsschwingungen führen zu einem stark nichtlinearen Verhalten der Modulation und setzen eine untere Frequenzgrenze für die nutzbare Bandbreite bei allen Arten der inneren Intensitätsmodulation.

3.1. Bandbreitenbegrenzung und Einschwingverhalten

Die Modulation über den Pumpstrom gehört zu den internen Modulationsverfahren. Hierbei wird direkt die Verstärkung des aktiven Mediums gesteuert. Dies führt zu einer Intensitätsmodulation des erzeugten Laserlichts.

Die Modulation über den Pumpstrom läßt sich zwar besonders einfach durchführen, sie ist jedoch in der nutzbaren Bandbreite sehr begrenzt:

Für alle Methoden der inneren Modulation, bei denen entweder die Güte des Resonators oder die Verstärkung des aktiven Mediums gesteuert wird, besteht eine prinzipielle obere Grenze für die Modulationsfrequenz und damit für die Bandbreite. Sie ist durch die Verweilzeit der Quanten im Resonator (bzw. durch dessen Güte) bestimmt und beträgt im hier diskutierten Fall einige MHz. Zusätzlich führen Nichtlinearitäten und Einschwingvorgänge (Relaxationsschwingungen) im aktiven Medium zu Störungen und starken Verzerrungen in der Modulation. Solche Einschwingvorgänge sind von den Festkörperlasern (z.B. Rubin, $Nd^{3+}:CaWO_4$, $Sm^{2+}:SrF_2$ etc.) her bekannt und wurden dort intensiv untersucht /29 - 31/. Der einzige Gaslaser, bei dem bisher Relaxationsschwingungen beobachtet wurden, ist der 3,51 μm-Xe-Laser, der extrem hohe Verstärkung zeigt /32/.

Bei den hier beschriebenen Arbeiten konnten erstmals ausgeprägte gedämpfte Relaxationsschwingungen am konventionellen CO_2-Laser beobachtet werden /33/. Sie sind direkter Ausdruck der Dynamik des Laserprozesses und gestatten Aussagen über die Lebensdauern der beteiligten Zustände im aktiven Medium. Das Zustandekommen der Relaxationsschwingungen läßt sich anschaulich wie folgt verstehen:

Bei Einschalten des (konstanten) Pumpstroms baut sich zunächst die Besetzung im Laserausgangsniveau auf. Der Emissionsvorgang setzt mit kleiner Strahlungsdichte im Resonator und überhöhter Besetzung im Laserausgangsniveau ein. Die Laserintensität wächst rasch auf Kosten der Besetzung, bis diese auf den Schwellenwert abgesunken ist. Bei zunächst noch hoher induzierter Emission, die die Zahl der angeregten Moleküle weiter verringert, beginnt die Strahlungsenergie abzunehmen, bis bei hinreichend kleiner Energiedichte im Resonator die Anregung durch die Pumpenergie wieder die induzierte Emission und die Relaxationsverluste überwiegt und sich erneut eine überhöhte Besetzung aufbaut. Der geschilderte Vorgang wiederholt sich dann, es beginnt eine neue Schwingungsperiode. Durch Verluste infolge strahlungsloser Übergänge und spontaner Emission verringert sich in jeder Schwingungsperiode die Überhöhung der Besetzung, bis schließlich der stationäre Zustand erreicht ist. Dies führt zu einer exponentiellen Dämpfung der Amplitude der Relaxationsschwingung.

3.2. Versuchsanordnung

Die Untersuchung der Relaxationsschwingungen bzw. der Dynamik der Emission erfolgte an dem in Abschnitt 2 beschriebenen Ein-Frequenz-CO_2-Laser. Der Laser war auf die P(18)-Linie des 00^01-10^00-Schwingungsübergangs abgestimmt, die Transmission des Auskoppelspiegels betrug T = 20 %. Unter Berücksichtigung der übrigen Resonatorverluste ergibt sich die Verweilzeit der Quanten im Resonator zu $t_c \approx 3 \cdot 10^{-8}$ s. Mit Hilfe der Piezokeramik wurde die Resonatorlänge so abgestimmt, daß die Resonatoreigenschwingung möglichst nahe dem Maximum der Fluoreszenzlinie lag. Bei den meisten Versuchen wurde der Laser nicht weit über der Schwelle betrieben.

Die Strommodulation erfolgte über das Stromstabilisierungsgerät (Beschreibung s. Ref. /2/). Das Modulationssignal steuert dabei über einen Transistor (DTS 411) die Spannung am Steuergitter der Sendetetrode QB 4/1100, die den Entladungsstrom begrenzt und stabilisiert.

Als Signalgeber diente ein Funktionsgenerator (HP 3310 B), der die Erzeugung von Sinusschwingungen und Rechteckimpulsen erlaubte. Die Anstiegszeit der Flanken der Rechteckimpulse betrug ca. 25 ns und war damit in allen Fällen klein gegen die typischen Relaxationszeiten.

Die erzeugte Laserintensität wurde nach Abschwächung von einer HgCdTe-Fotodiode (SAT; Typ C 1; Grenzfrequenz ≥ 120 MHz) empfangen und auf einem Oszillographenschirm (Tektronix 547) sichtbar gemacht. Parallel dazu wurde die mittlere Laserleistung mit einem CRL-Power-Meter registriert und die Linieneinstellung über einen Optical-Engineering Spectrum Analyzer kontrolliert.

3.3. Experimentelle Untersuchungen und Ergebnisse

3.3.1. Quasikontinuierliche Anregung - Relaxationsschwingungen vom Typ I

Der Entladungsstrom I_1 wird so eingestellt, daß der Laser stabil, jedoch nicht weit über der Schwelle emittiert. Mit kurzzeitigen Rechteckimpulsen wird der Strom dann periodisch auf Werte I_2 unterhalb der Schwelle abgesenkt. Das Tastverhältnis beträgt etwa 6:1 bei einer Hochstromdauer von 10 bis 12 ms. Bei dieser Betriebsweise bricht die Laserschwingung während jeder Niedrigstromphase vollständig zusammen und muß sich bei jeder Hochstromphase neu aufbauen. Als Folge davon ist ein Einschwingvorgang in Form ausgeprägter gedämpfter Relaxationsschwingungen (hier Typ I) in der Laseremission zu beobachten. Zwei typische Beispiele sind in Bild 16 und 17

gezeigt. Die obere Spur gibt das Signal der Fotodiode wieder, die untere Spur entspricht dem modulierten Entladungsstrom (1 SkT ≙ 2 mA). Die Zeitablenkung beträgt 2 ms/SkT. Der zeitliche Verlauf der Laserintensität hat die Form einer Sinusschwingung mit exponentiell abnehmender Amplitude, die schließlich in den Gleichgewichtswert einmündet. Besonders bemerkenswert ist, daß weder die Dämpfung noch die Phase der Relaxationsschwingung in 1. Näherung eine merkliche Störung erfahren, wenn die Laserintensität voll durchmoduliert ist (Bild 16). Sowohl die Frequenz $\omega = 2\pi/T$ als auch die Dämpfungskonstante ß der Relaxationsschwingung vergrößern sich mit zunehmender Anregung.

Die gemessenen Werte für ω und ß (bei verschiedenen Entladungsströmen) sind in Bild 18 in Abhängigkeit von der normierten Laserintensität P_o im stationären Zustand aufgetragen (experimentelle Kurven). Die relativen Fehler bei der Frequenzbestimmung sind meist kleiner als 1 % (typisch 0,5 %); bei der Bestimmung der Dämpfungskonstanten betragen sie im Mittel ca. 5 %. Einige typische Fehlerbalken sind in Bild 18 eingezeichnet.

Relaxationsschwingungen vom Typ I sind auch dann zu beobachten, wenn sich die Laserintensität nicht von Null an aufbaut; es genügt, wenn sich die Anregungsrate abrupt ändert. Bild 19 gibt ein Beispiel für diesen Sachverhalt. Die obere Spur entspricht dem Entladungsstrom, die untere Spur ist das Signal der Fotozelle. Die Zeitablenkung beträgt 0,5 ms/SkT. Der Entladungsstrom ist rechteckförmig mit einem Tastverhältnis von 1:1 moduliert. Er ist so hoch eingestellt (I_1 = 8,6 mA, I_2 = 5,9 mA), daß der Laser auch während der Niedrigstromphase emittiert. Als Folge der unstetigen Änderung der Verstärkung treten sowohl in der Hochstromphase als auch in der Niedrigstromphase gedämpfte Relaxationsschwingungen (Typ I) auf, die entsprechend der unterschiedlichen Anregungsrate auch unterschiedliche Frequenzen und Dämpfungskonstanten aufweisen.

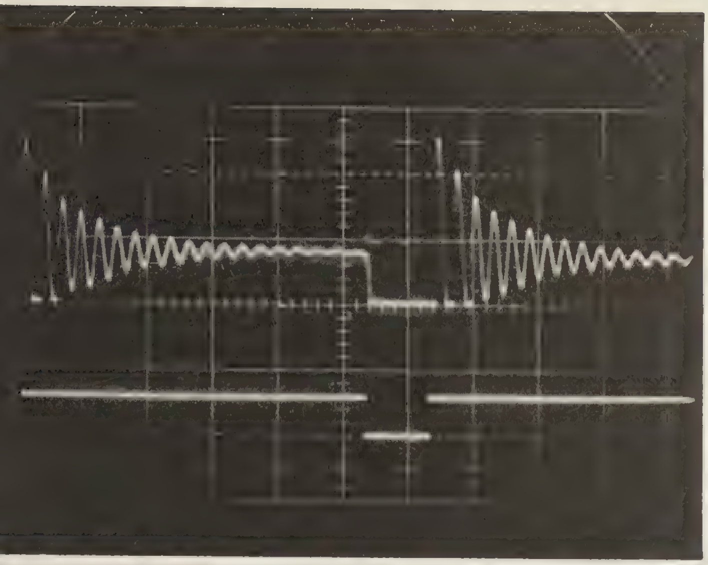


Bild 16: Gedämpfte Relaxationsschwingungen vom Typ I (obere Spur) bei quasikontinuierlicher Anregung. Der Entladungsstrom (untere Spur) wird auf I_1=3,2 mA p.Entladungsrohr aufgetastet. Emission erfolgt nur in der Hochstromphase.
Zeitablenkung 2 ms/Div.

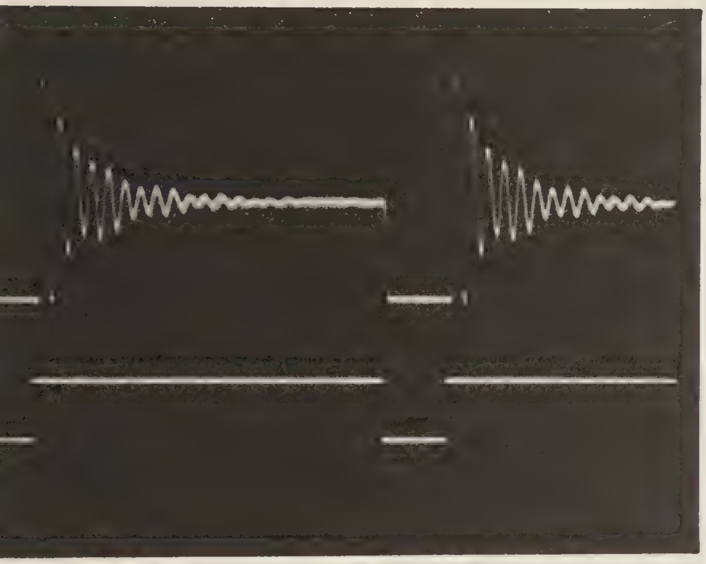


Bild 17: Gedämpfte Relaxationsschwingungen vom Typ I (obere Spur) bei quasikontinuierlicher Anregung. Der Entladungsstrom (untere Spur) wird auf I_1 = 4 mA p.Entladungsrohr aufgetastet. Emission erfolgt nur in der Hochstromphase.
Zeitablenkung 2 ms/Div.

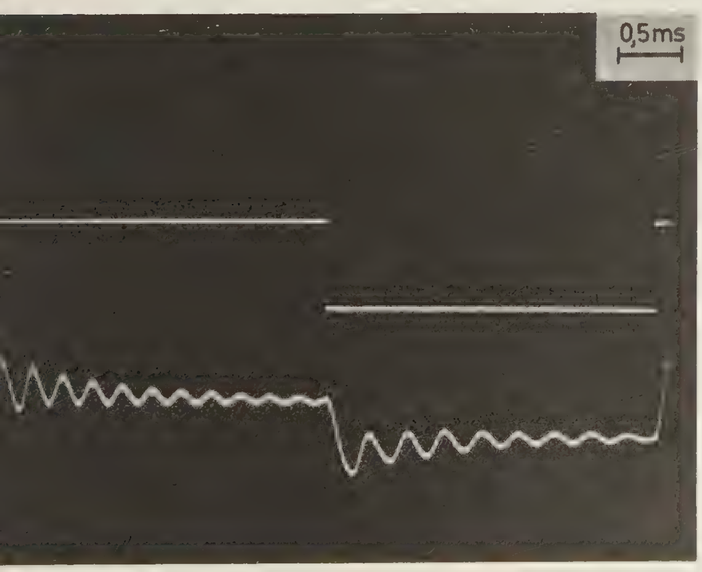


Bild 19: Gedämpfte Relaxationsschwingungen vom Typ I (untere Spur) bei quasikontinuierlicher Anregung. Der Entladungsstrom (obere Spur) ist so hoch (I_1= 8,6 mA, I_2=5,9 mA), daß Emission sowohl in der Hochstrom - als auch in der Niedrigstromphase erfolgt.
Zeitablenkung 0,5ms/Div.

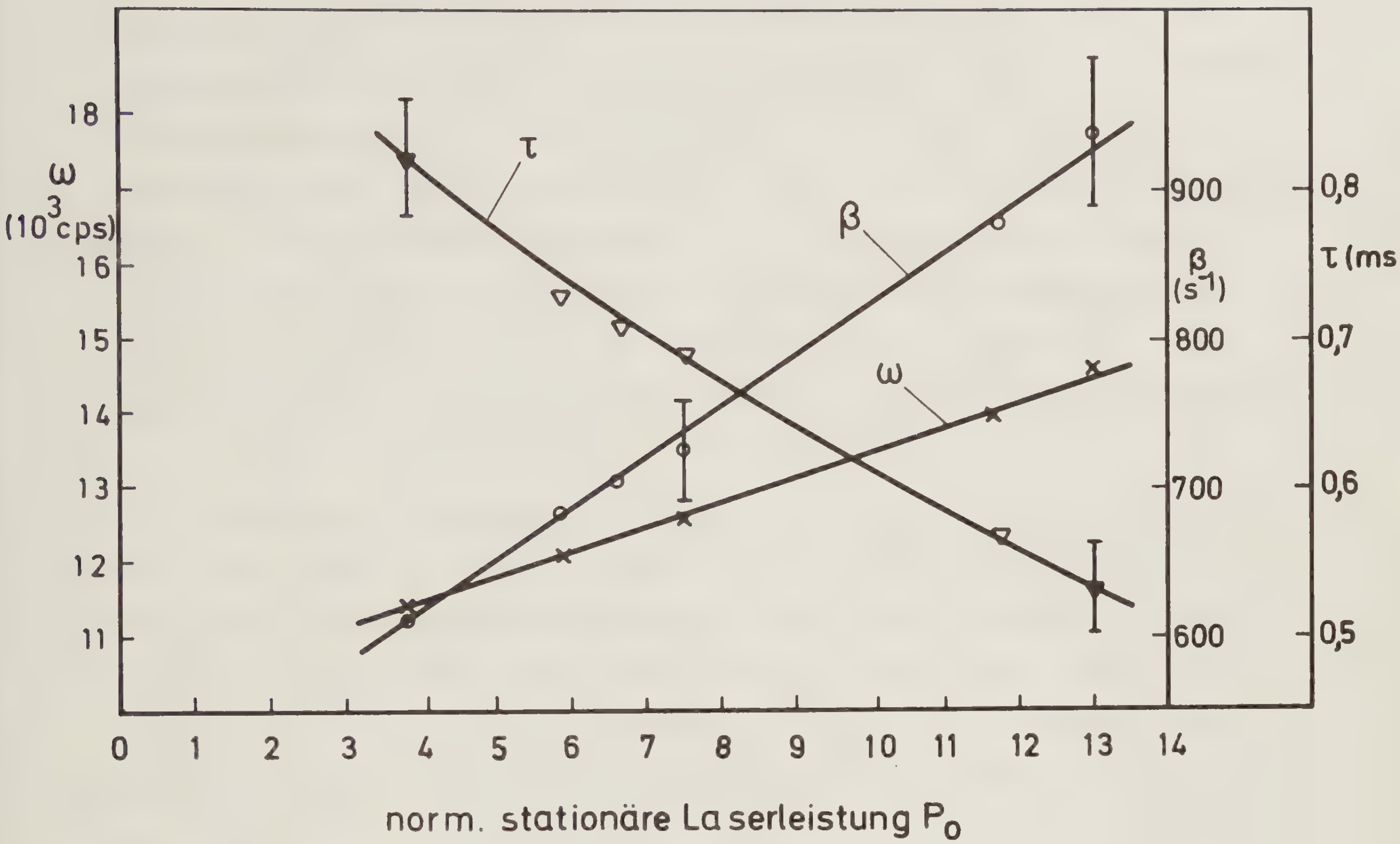


Bild 18: Relaxationsfrequenz ω (×), Dämpfungskonstante ß (o) und daraus berechnete Lebensdauer τ (▽) für verschiedene Werte der (normierten) Laserleistung im stationären Zustand

3.3.2. Resonant-periodische Anregung - Dauerpulsbetrieb

Der Entladungsstrom I_1 wird so eingestellt, daß der Laser deutlich über der Schwelle emittiert. Mit Hilfe des Frequenzgenerators wird I_1 geringfügig sinusförmig moduliert (Modulationshub ca. 10 %, Frequenz variabel). Außerhalb der Resonanz zeigt die Laserleistung dann ebenfalls eine geringfügige sinusförmige Modulation. Bei Annäherung der Modulationsfrequenz an die Frequenz der Relaxationsschwingungen wächst die Amplitude der modulierten Laserintensität sehr stark an. In der unmittelbaren Umgebung der Resonanzfrequenz ist die Laserintensität voll durchmoduliert.

Ein typisches Beispiel für dieses Verhalten zeigt Bild 20. Die obere Spur ist das Signal der Fotozelle, die untere Spur gibt den Entladungsstrom an. Die Zeitablenkung beträgt 0,5 ms/SkT. Die Laseremission hat die Form einer Pulsfolge. Sie ähnelt einer Sinusschwingung, deren untere Halbwellen abgeschnitten sind. Die Pulsfolgefrequenz entspricht der Modulationsfrequenz (f_m = 2 kHz). Die Totzeit zwischen den Impulsen beträgt ca. 0,23 ms, die Pulsdauer, gemessen zwischen den beiden Nullpunkten, ist 0,27 ms. Jeder Einzelimpuls wird eingeleitet durch einen scharfen transienten Impuls mit einigen stark gedämpften Oszillationen (in Bild 20 nur schlecht erkennbar). Es handelt sich hierbei um Relaxationsschwingungen vom Typ II, die im folgenden Abschnitt näher behandelt werden. Die mittlere Laserleistung ist bei dieser Art der Anregung um ca. 30 % höher als bei unmodulierter Anregung bei gleichem I_1. Die Resonanzüberhöhung in der Impulsspitze beträgt mindestens einen Faktor 3.

Infolge der resonant-periodischen Anregung bilden sich ungedämpfte Relaxationsschwingungen aus, die auch als reguläre gesteuerte Spikes aufgefaßt werden können. Insgesamt ergibt sich damit die Möglichkeit, auf bequeme Art und Weise einen

an sich kontinuierlichen CO_2-Laser gepulst mit hoher, definierter Pulsfolgefrequenz ohne Einbuße an mittlerer Leistung zu betreiben. Dies kann für manche Laseranwendungen z.B. in der Ortung oder der Materialbearbeitung von großem Nutzen sein.

3.3.3. Transiente Anregung - Relaxationsschwingungen vom Typ II

Der Entladungsstrom ist in diesem Fall auf einen Wert I_1 knapp unterhalb der Laserschwelle eingestellt. Mit kurzzeitigen Rechteckimpulsen wird er periodisch auf Werte I_2 knapp oberhalb der Laserschwelle angehoben. Die Zeitdauer der Anregung ist dabei so gewählt, daß die Laseremission erst nach Ende des Anregungsimpulses einsetzt.

Ein typisches Beispiel für diese transiente Anregung zeigt Bild 21 (Zeitablenkung 0,1 ms/SkT). Die untere Spur gibt den Entladungsstrom an. Die Anregungsimpulse haben eine Dauer von 88 μs bei einer Folgefrequenz von 1,84 kHz. Die Laseremission (obere Spur) beginnt nach einer Verzögerungszeit von ca. 150 μs (gemessen vom Beginn des Anregungsimpulses) mit einem scharfen Impuls, der nach einigen stark gedämpften Oszillationen in den eigentlichen Hauptimpuls übergeht. Das Maximum des Hauptimpulses wird nach weiteren 54 μs erreicht. Die Laserintensität fällt dann innerhalb von 200 μs wieder bis auf Null ab.

Das verzögerte Auftreten und die Form des Hauptimpulses sind bei den vorliegenden Anregungsbedingungen zu erwarten. Er kann als Teil einer Relaxationsschwingung (Typ I) aufgefaßt werden, die sich deshalb nicht voll ausbilden kann, weil die Anregungsenergie nicht kontinuierlich, sondern nur kurzzeitig zugeführt wird. Bemerkenswert ist jedoch, daß

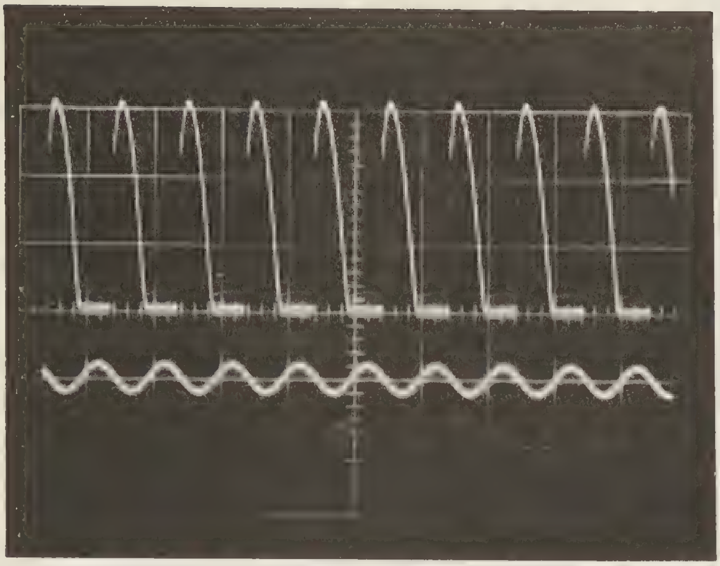


Bild 20: Ungedämpfte Relaxationsschwingungen vom Typ I (obere Spur) bei resonanter sinusförmiger Anregung (untere Spur).
Zeitablenkung 0,5 ms/Div.

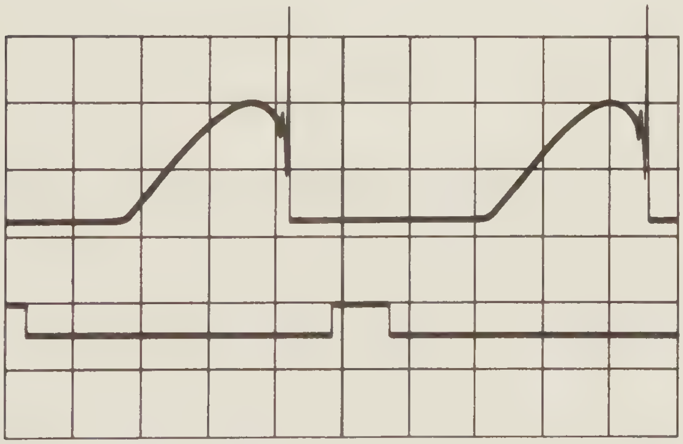


Bild 21: Einschwingvorgang (obere Spur) bei transienter Anregung (untere Spur). Der nadelförmige Impuls zu Beginn des Hauptimpulses stellt eine Relaxationsschwingung vom Typ II dar.
Zeitablenkung 0,1 ms/Div. von rechts nach links

dieser Puls seinerseits durch Relaxationsschwingungen (im folgenden Typ II genannt) eingeleitet wird. Das heißt, das Einschwingverhalten der Laseremission ist durch zwei verschiedene Relaxationsprozesse mit sehr unterschiedlichen Zeitskalen bestimmt. Die hier betrachteten Relaxationsschwingungen (Typ II) besitzen charakteristische Zeitkonstanten im μs-Bereich. Sie sind als Einschwingvorgang der im vorigen Abschnitt beschriebenen Relaxationsschwingungen vom Typ I aufzufassen (charakteristische Zeitkonstanten im ms-Bereich), die ihrerseits den Einschwingvorgang für die kontinuierliche Laseremission darstellen. Diese Auffassung wird auch durch die Bilder 16 und 20 bestätigt. Bei Bild 20 wird jeder Relaxationsimpuls von einem sehr kurzzeitigen transienten Impuls eingeleitet. Auch in Bild 16 ist dieser Impuls zu erkennen. Er tritt jedoch nur dann auf, wenn die Amplitude der vorangehenden Relaxationsperiode bis auf Null zurückgeht. In beiden Fällen ist allerdings die Oszillation des transienten Impulses infolge des gedrängten Zeitmaßstabs nicht aufgelöst.

3.4. Theorie der Relaxationsschwingungen am CO_2-Laser

Die bisher bekannte Theorie der Relaxationsschwingungen /34 - 36/ geht aus von zwei gekoppelten Differentialgleichungen für die zeitliche Änderung der Besetzung im oberen Laserniveau und die Quantendichte im Resonator bei konstanter Anregungsrate. Sie wurde vor allem auf Festkörperlaser angewandt und brachte dort befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Das hier beobachtete dynamische Verhalten der Emission des CO_2-Lasers, insbesondere das Auftreten der Relaxationsschwingungen vom Typ II und der ungedämpften Relaxationsschwingungen vom Typ I bei resonanter Anregung, läßt sich damit jedoch nicht erklären. Dies gelingt erst,

wenn man ein echtes 4-Niveau-System betrachtet und die Besetzung sowie die sehr unterschiedlichen Lebensdauern sowohl des oberen als auch des unteren Laserniveaus mit berücksichtigt. Wie im folgenden gezeigt wird, lassen sich auf diese Weise alle beobachteten Effekte mit einem gemeinsamen Ansatz befriedigend beschreiben.

Beim CO_2-Laser erfolgen die Übergänge zwischen definierten Rotations-Schwingungs-Termen. Jedoch ist die Relaxationszeit zwischen den Rotationsniveaus eines Schwingungszustands klein gegen alle hier betrachteten Zeitkonstanten (Rotations-Relaxationszeit $\tau_{rot} \approx 10^{-8}$ s /37/). Es genügt daher, nur die Schwingungsterme zu betrachten.

Wir gehen aus von den Bilanzgleichungen für ein 4-Niveau-Lasermaterial mit wesentlich homogener Linienverbreiterung. Die Besetzungsdichten im oberen Laserniveau n_2 bzw. im unteren Laserniveau n_1 ändern sich aufgrund einer effektiven Pumprate p (= Zahl der pro Volumen und Zeiteinheit angeregten Moleküle), der stimulierten Emission, der Absorption und der Verluste durch Stoßrelaxation:

$$\dot{n}_2 = p - B'_\nu n_2 q + B'_\nu n_1 q - \frac{n_2}{\tau_2} \tag{3.1}$$

$$\dot{n}_1 = B'_\nu n_2 q - B'_\nu n_1 q - \frac{n_1}{\tau_1} \quad . \tag{3.2}$$

Hierbei ist B'_ν der Einsteinkoeffizient der stimulierten Emission in der Schreibweise nach /25/. τ_2 und τ_1 sind die Lebensdauern der Besetzung im oberen bzw. im unteren Laserniveau.

Die Quantendichte q im Resonator ändert sich durch stimulierte Emission, durch Absorption und infolge der Resonatorverluste:

$$\dot{q} = B'_\nu n_2 q - B'_\nu n_1 q - \frac{q}{t_c} \quad . \tag{3.3}$$

t_c ist die Verweilzeit der Quanten im Resonator.

Der Beitrag der spontanen Emission ist im hier betrachteten Zusammenhang unerheblich und kann vernachlässigt werden.

Für den Laserprozeß ist vor allem die Inversionsdichte $\Delta n = n_2 - n_1$ maßgebend. Damit ergibt sich aus Gl. (3.1), (3.2) und (3.3):

$$\Delta\dot{n} = p - 2B_\nu' q \, \Delta n - \frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_1}{\tau_1} \qquad (3.4)$$

$$\dot{q} = B_\nu' q \, \Delta n - \frac{q}{t_c} \qquad (3.5)$$

Gl. (3.1), (3.2) und (3.3) bilden ein System von nichtlinearen gekoppelten Differentialgleichungen, für das keine geschlossene analytische Lösung existiert.

Zu einer näherungsweisen zeitabhängigen Lösung gelangt man, wenn man die Gleichgewichtswerte betrachtet und kleine Abweichungen davon als Störungen auffaßt. Die sehr unterschiedlichen Lebensdauern des oberen und des unteren Laserniveaus ermöglichen die getrennte Behandlung von zwei charakteristischen Zeitbereichen. Berücksichtigt man noch den Sonderfall der zeitlich periodischen Anregung, so lassen sich entsprechend den experimentellen Beobachtungen insgesamt drei Fälle unterscheiden.

Fall a: Relaxationsschwingungen vom Typ I

Wir betrachten hierzu das dynamische Verhalten der Laseremission im ms-Bereich. Die Anregung des oberen Laserniveaus erfolgt überwiegend durch Stöße von CO_2-Molekülen mit schwingungsmäßig angeregtem N_2. Die Ratenkonstante für den

Energieübertrag beträgt etwa 1,9 · 10^4 s^{-1} $Torr^{-1}$ /10/. Bei der vorliegenden Gasmischung erfolgt somit die Anregung schnell gegenüber den betrachteten Zeitkonstanten im ms-Bereich, d.h. die Anregungsrate p ist durch den (konstanten) Entladungsstrom gegeben.

Die Lebensdauer des unteren Laserniveaus (hier $10^0$0-Schwingungsterm) beträgt ca. 1 μs ($\tau_1 \ll \tau_2$). Berücksichtigt man noch, daß zum $10^0$0-Schwingungsterm eine große Anzahl von Rotationsniveaus gehört, zwischen denen ein sehr rascher Besetzungsausgleich erfolgt, so läßt sich in guter Näherung die Besetzung des unteren Laserniveaus im hier betrachteten Zeitmaßstab als konstant annehmen; d.h. $\dot{n}_1 = 0$. Es soll betont werden, daß diese Annahme weniger einschneidend ist, als die Voraussetzung eines dauernd unbesetzten unteren Laserniveaus ($n_1 = 0$), die den bisher bekannten Theorien zugrundeliegt.

Mit $\dot{n}_1 = 0$ folgt aus Gl. (3.2): $\frac{n_1}{\tau_1} = B_\nu' q \, \Delta n$.
Gl. (3.4) läßt sich dann umformen in:

$$\Delta\dot{n} = p - \frac{n_1}{\tau_2} - B_\nu' q \, \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau_2} \qquad (3.6)$$

Die Beziehung für die Quantendichte bleibt ungeändert:

$$\dot{q} = B_\nu' q \, \Delta n - \frac{q}{t_c} \qquad (3.5)$$

Die Gleichgewichtslösungen ($\Delta\dot{n} = 0$, $\dot{q} = 0$) lauten:

$$\Delta n_o = \frac{1}{B_\nu' t_c} \qquad (3.7)$$

$$q_o = \frac{pB_\nu' t_c \tau_2 - n_1 B_\nu' t_c - 1}{B_\nu' \tau_2} = \frac{\xi - 1}{B_\nu' \tau_2} \qquad (3.8)$$

mit der Abkürzung

$$\xi = pB'_\nu t_c \tau_2 - n_1 B'_\nu t_c \quad . \qquad (3.9)$$

Gleichung (3.7) repräsentiert die wohlbekannte Anschwingbedingung nach Schawlow und Townes.

Zur Lösung des Gleichungssystems (3.5), (3.6) betrachten wir kleine Abweichungen vom stationären Zustand und machen den Ansatz:

$$\Delta n(t) = \Delta n_o + \Delta n_1(t) \quad , \quad \Delta n_1 \ll \Delta n_o \qquad (3.10)$$

$$q(t) = q_o + q_1(t) \quad , \quad q_1 \ll q_o \quad . \qquad (3.11)$$

Unter Vernachlässigung der Glieder 2. Ordnung in Δn_1 und q_1 folgt nach einiger Rechnung für die zeitabhängige Quantendichte:

$$\ddot{q}_1 + \frac{\xi}{\tau_2} \dot{q}_1 + \frac{\xi - 1}{\tau_2 \, t_c} q_1 = 0 \quad . \qquad (3.12)$$

Dies ist formal die Schwingungsgleichung eines gedämpften harmonischen Oszillators mit der (ungedämpften) Eigenfrequenz

$$\omega_o = \sqrt{\frac{\xi - 1}{\tau_2 \, t_c}} \qquad (3.13)$$

und der Dämpfungskonstanten

$$\beta = \frac{\xi}{2\tau_2} \quad . \qquad (3.14)$$

Damit lautet die nach der Störungsrechnung gefundene allgemeine Lösung für die zeitabhängige Quantendichte im Resonator

$$q(t) = q_o + q_{10} e^{-ßt} \cos\left(\sqrt{\omega_o^2 - ß^2}\, t + \varphi_o\right) \qquad (3.15)$$

wobei sich die Konstanten q_{10} und φ_o aus den Anfangsbedingungen ergeben.

Das heißt, nach Einschalten des konstanten Pumpstroms ist die Laserleistung nicht konstant, sondern schwingt sich mit exponentiell abklingender Amplitude auf den stationären Wert ein. Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen (vgl. Abschnitt 3.3.1 und die Bilder 16, 17, 19). Daraus läßt sich schließen, daß am Zustandekommen dieser Relaxationsschwingungen vom Typ I die endliche Lebensdauer τ_2 des oberen Laserniveaus maßgeblich beteiligt ist.

Gemäß Gl. (3.13), (3.14) sollten sowohl die Oszillationsfrequenz als auch die Dämpfung mit zunehmender Anregungsrate größer werden. Dieses Verhalten steht in Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen und läßt sich anhand von Bild 18 belegen. Die Meßwerte für ω und ß sind dort in Abhängigkeit von der stationären Laserleistung P_o aufgetragen. P_o ist proportional zur stationären Quantendichte q_o im Resonator und daher, nach Gl. (3.8), ein direktes Maß für die effektive Anregungsrate ξ.

Mit Hilfe von Gl. (3.13) und (3.14) läßt sich die Lebensdauer τ_2 des oberen Laserniveaus aus den experimentell gewonnenen Größen $\omega = \sqrt{\omega_o^2 - ß^2}$ und ß ermitteln:

$$\tau_2 = \left[2ß - (\omega^2 + ß^2)\, t_c\right]^{-1} \quad . \qquad (3.16)$$

Die so berechnete Lebensdauer τ_2 ist ebenfalls in Bild 18 für verschiedene Anregungsbedingungen aufgetragen. Sie verringert sich mit zunehmender Anregung. Dieses Verhalten kann als Temperatureffekt gedeutet werden: Mit zunehmender Anregung erhöht sich die Temperatur in der Gasentladung und damit auch der Druck in der Gasmischung. Das bedeutet, daß mehr Stöße pro Zeiteinheit erfolgen, die die Besetzung im oberen Laserniveau strahlungslos abbauen. Gleichzeitig nimmt auch der Stoßquerschnitt mit der Temperatur geringfügig zu /11/, so daß die Lebensdauer mit zunehmender Anregung abnimmt.

Fall b: Dauerpulsbetrieb bei resonant-periodischer Anregung

Die bisher angestellten Überlegungen gelten für einen konstanten Pumpstrom (d.h. $\dot{p} = 0$). Es ist zu erwarten, daß bei einer Modulation des Pumpstroms mit Frequenzen, die in der Nähe der Relaxationsfrequenzen liegen, die Modulation der Laserintensität ein stark nichtlineares Verhalten zeigt. Zur genaueren Untersuchung betrachten wir die zeitabhängige Anregungsrate p(t):

$$p(t) = p_o + p_1(t) \quad , \qquad p_1 \ll p_o \tag{3.17}$$

und fassen die Modulation $p_1(t)$ als (kleine) Störung der konstanten Pumprate p auf. Auf der rechten Seite von Gl. (3.12) erscheint dann ein Zusatzterm, der formal als treibende Kraft anzusehen ist:

$$\ddot{q}_1 + \frac{\xi}{\tau}\,\dot{q}_1 + \frac{\xi - 1}{\tau_2 t_c}\,q_1 = \frac{\xi - 1}{\tau_2}\,p_1(t) \quad . \tag{3.18}$$

Zum Auffinden einer partikulären Lösung dieser inhomogenen Differentialgleichung betrachten wir eine periodische Zeitabhängigkeit der Strommodulation

$$p_1(t) = p_{10}\,e^{i\omega t} \tag{3.19}$$

und machen für die Quantendichte den Ansatz

$$q_{1p}(t) = Q_1 \; e^{i\omega t} \quad . \tag{3.20}$$

Mit Gl. (3.13) und (3.14) folgt dann für die komplexe Amplitude Q_1:

$$Q_1 = \frac{\omega_o^2 \, t_c \, p_{10}}{\omega_o^2 - \omega^2 + 2i\beta\omega} \quad . \tag{3.21}$$

Durch Umformen von Q_1 gemäß $Q_1 = |Q_1| \, e^{i\delta}$ ergibt sich der Betrag der Amplitude zu

$$|Q_1| = \frac{\omega_o^2 \, t_c \, p_{10}}{\sqrt{(\omega_o^2-\omega^2)^2+4\beta^2\omega^2}} \tag{3.22}$$

und die Phase zu

$$\tan \delta = \frac{2\beta\omega}{\omega^2 - \omega_o^2} \quad . \tag{3.23}$$

Damit lautet die partikuläre Lösung von Gl. (3.18):

$$q_{1p}(t) = \frac{\omega_o^2 \, t_c \, p_{10}}{\sqrt{(\omega_o^2-\omega^2)^2+4\beta^2\omega^2}} \cos(\omega t + \delta) \quad . \tag{3.24}$$

Gemäß den bekannten Regeln ist die allgemeine Lösung von Gl. (3.18) die Summe aus einer partikulären Lösung (Gl. (3.24)) und der allgemeinen Lösung der homogenen Gleichung (Gl. (3.15)). Die zeitabhängige Dichte der Quanten im Resonator bei sinusförmiger Modulation des Pumpstroms ist damit gegeben durch

$$q(t) = q_o + q_{10} e^{-\beta t} \cos\left(\sqrt{\omega_o^2-\beta^2}\, t + \varphi_o\right) + \frac{\omega_o^2 \, t_c \, p_{10}}{\sqrt{(\omega_o^2-\omega^2)^2+4\beta^2\omega^2}} \cos(\omega t+\delta) \quad . \tag{3.25}$$

Das heißt, die erzeugte Laserleistung zeigt zunächst das bekannte Einschwingverhalten. Nach einer gewissen Zeit ist der Einschwingvorgang abgeklungen, und die Laserleistung oszilliert mit der Frequenz der periodischen Anregung um den Gleichgewichtswert. Die Amplitude der Oszillationen zeigt dabei eine ausgeprägte Resonanzüberhöhung, wenn die Frequenz der Anregung in die Nähe der Relaxationsfrequenz kommt. Allerdings ist zu beachten, daß die gefundene Lösung nur im Rahmen der angesetzten Näherung ($q_1 \ll q_o$) gültig ist, d.h. solange tatsächlich nur kleine Schwankungen um den Gleichgewichtswert auftreten. Wie experimentell gefunden wurde (Bild 20), können durchaus Resonanzeffekte auftreten mit $q_1 > q_o$, d.h. die Laserintensität ist voll durchmoduliert. Diese Form der Oszillationen ist nicht mehr mit Hilfe der Störungsrechnung zu beschreiben. Die gefundenen Beziehungen für die Oszillationsfrequenz und das Dämpfungsverhalten gelten jedoch näherungsweise auch in diesem stark nichtlinearen Fall.

Fall c: Relaxationsschwingungen vom Typ II

Wir betrachten hierzu das dynamische Verhalten der Laseremission im μs-Bereich. Bei diesem Zeitmaßstab läßt sich in guter Näherung annehmen, daß in dem einen, am Laserprozeß beteiligten Rotationsniveau des 00^o1-Schwingungszustands (oberes Laserniveau) die Besetzung trotz stimulierter Emission konstant bleibt (d.h. $\dot{n}_2 = 0$). Dies folgt aus der Tatsache, daß der Besetzungsausgleich zwischen den zahlreichen Rotationsniveaus eines Schwingungszustands extrem schnell abläuft ($\tau_{rot} \approx 10^{-8}$ s /37/) und daß in der Zeitspanne, in der Relaxationsschwingungen vom Typ II auftreten, maximal einige Prozent der gesamten, durch die Anregung geschaffenen Überbesetzung abgebaut werden (vgl. Bild 20, 21). Es besteht somit ein großes Reservoir, aus dem die Besetzung für das eine Rotationsniveau sehr schnell nachgeliefert wird.

Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus beträgt $\tau_2 \approx 1$ ms. Sie ist groß gegen den hier betrachteten μs-Bereich und braucht daher nicht weiter berücksichtigt zu werden.

Unter der Voraussetzung $\dot{n}_2 = 0$ folgt aus Gl. (3.1): $\frac{n_2}{\tau_2} = p - B'_\nu q \Delta n$. Mit Gl. (3.4) ergibt sich nach Umformung:

$$\Delta\dot{n} = \frac{n_2}{\tau_1} - B'_\nu \, q \, \Delta n - \frac{\Delta n}{\tau_1} \quad . \tag{3.26}$$

Die Beziehung für die Quantendichte (Gl. (3.5)) bleibt ungeändert:

$$\dot{q} = B'_\nu \, q \, \Delta n - \frac{q}{t_c} \quad . \tag{3.5}$$

Die Gleichgewichtslösungen lauten:

$$\Delta n'_o = \frac{1}{B'_\nu t_c} \quad , \tag{3.27}$$

$$q'_o = \frac{n_2 B'_\nu t_c - 1}{B'_\nu \tau_1} = \frac{\eta - 1}{B'_\nu \tau_1} \quad , \tag{3.28}$$

mit der Abkürzung

$$\eta = n_2 \, B'_\nu \, t_c \quad . \tag{3.29}$$

Um den Unterschied gegenüber Fall a zu verdeutlichen, sind im Fall c die charakteristischen Parameter mit einem Strich gekennzeichnet.

Wir gehen wieder vom Gleichgewichtszustand ($\Delta n'_o$, q'_o) aus und betrachten kleine Abweichungen (Δn_1, q_1) als Störungen. Nach einer ähnlichen Störungsrechnung wie in Fall a erhalten wir aus Gl. (3.26) und (3.5) für die Quantendichte wieder formal die Differentialgleichung eines gedämpften harmonischen

Faßt man die gewonnenen Ergebnisse aus Fall a und Fall c zusammen, so ergibt sich folgendes Bild für das dynamische Einschwingverhalten des CO_2-Lasers: Die Laseremission beginnt mit schnellen, stark gedämpften Relaxationsschwingungen vom Typ II. Sie stellen den Einschwingvorgang für die wesentlich langsameren, im Normalfall ebenfalls gedämpften Relaxationsschwingungen vom Typ I dar, die schließlich in die kontinuierliche Laseremission übergehen. Genau dieser Sachverhalt wurde bei den Experimenten beobachtet. Daraus läßt sich schließen, daß das Konzept der Relaxationsschwingungen auf den CO_2-Laser anwendbar ist und daß die hier entwickelte Theorie das dynamische Einschwingverhalten der Laseremission zumindest qualitativ richtig wiedergibt.

3.5. Diskussion

Wie die Experimente zeigen, ist das Einschwingverhalten des CO_2-Lasers durch mindestens zwei verschiedene Relaxationsprozesse charakterisiert. Sie führen beide zu gedämpften Relaxationsschwingungen in der erzeugten Laserleistung und lassen sich infolge der sehr unterschiedlichen Relaxationskonstanten zeitlich voneinander getrennt beobachten (Relaxationsschwingungen vom Typ I und vom Typ II). Wie die Theorie zeigt, sind diese transienten Oszillationen direkter Ausdruck der endlichen Lebensdauern und damit der Stoßrelaxation des 00^01-Schwingungsterms bzw. des 10^00-Schwingungsterms des CO_2-Moleküls.

Beide Relaxationsprozesse sind für den Laserprozeß von entscheidender Bedeutung: Die Stoßrelaxation des oberen Laserniveaus (00^01) vermindert die Inversion und tritt in Konkurrenz zur stimulierten Emission. Das untere Laserniveau (10^00) kann nur durch Stoßrelaxation entleert werden, die dadurch ausschlaggebend für die Aufrechterhaltung der Inversion ist.

Wegen ihrer großen Bedeutung wurden diese Stoßrelaxationsprozesse immer wieder mit verschiedenen Methoden intensiv untersucht /38 - 51/. Während für die Relaxation des unteren Laserniveaus sehr unterschiedliche Werte gefunden wurden und die Interpretation der experimentellen Ergebnisse noch sehr unsicher ist, besteht einigermaßen Übereinstimmung bei den Relaxationskonstanten des oberen Laserniveaus.

Die hier beschriebene Untersuchung des Einschwingverhaltens der CO_2-Laseremission stellt eine neue Methode dar und läßt zusätzliche Erkenntnisse erwarten. Ein Vergleich der auf diese Weise gewonnenen Relaxationsdaten mit den an anderer Stelle gewonnenen Ergebnissen ergibt folgendes Bild:

a) Relaxation des $00^{o}1$-Schwingungsterms

Aus den veröffentlichten Daten für die Relaxationsraten K_{001} bei Stößen des CO_2-Moleküls mit verschiedenen Stoßpartnern läßt sich die Lebensdauer des $00^{o}1$-Schwingungsterms für die vorliegende Laser-Gaszusammensetzung berechnen:
Die neuesten Zahlenwerte für K_{001} bei Stößen CO_2-CO_2, CO_2-N_2 und CO_2-He sind für einen weiten Temperaturbereich bei Biryukov et al. /43/ angegeben. Für die anderen Komponenten der Gasmischung werden die bei Tyte /11/ bzw. bei Taylor und Bitterman /39/ angegebenen Daten herangezogen. Außerdem wird berücksichtigt, daß bei CO_2-Lasern der vorliegenden Bauart typischerweise ca. 50 % des CO_2 in der Entladung dissoziiert ist /52/. Die Partialdrücke der einzelnen Gaskomponenten ergeben sich aus dem Mischungsverhältnis und dem Fülldruck (s. Abschnitt 2) unter Berücksichtigung der Temperatur und des Dissoziationsgrades. Mit diesen Daten und bei einer gaskinetischen Temperatur von $T \approx 300$ K errechnet sich die Lebensdauer des $00^{o}1$-Schwingungsterms zu $\tau = 0{,}75$ ms; bei

$T = 400$ K (typische Temperatur für CO_2-Laser bei maximaler Ausgangsleistung /11/) liegt sie bei $\tau = 0{,}46$ ms. Damit sind die aus den Relaxationsschwingungen vom Typ I gewonnenen Werte zu vergleichen:

Bei schwacher Anregung (Strom $I_1 \approx 3$ mA pro Entladungsrohr) liegt die gaskinetische Temperatur nicht weit über der Temperatur des Kühlmantels ($T_{Kühl} = 290$ K). Die gemessene Lebensdauer beträgt in diesem Fall 0,84 ms. Bei mittelstarker Anregung (Strom $I_1 = 8{,}6$ mA pro Entladungsrohr) mit entsprechend höherer Gastemperatur liegt die gemessene Lebensdauer bei 0,49 ms. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung mit den aus Moleküldaten berechneten Lebensdauern sehr befriedigend. Daraus läßt sich schließen, daß im hier betrachteten Zeitmaßstab und bei den vorliegenden Anregungsbedingungen die Lebensdauer der Inversion durch die Stoßrelaxation des 00^01-Schwingungsterms bestimmt ist. Weiterhin ergibt sich, daß die in Abschnitt 3.2 entwickelte Theorie eine gute Näherung darstellt und zumindest den Zusammenhang zwischen Frequenz, Dämpfung und Lebensdauer richtig wiedergibt.

b) Stoßrelaxation des 10^00-Schwingungsterms

Die in neuerer Zeit durchgeführten Experimente von De Temple, Suhre und Coleman (DSC) /44/, Rhodes, Kelley und Javan (RKJ) /45/, Rosser, Hoag und Gerry (RHG) /46/ sowie Bulthuis und Ponsen (BP) /47/ brachten widersprüchliche Ergebnisse für die Relaxationsrate des 10^00-Schwingungsniveaus.

Sowohl RKJ als auch DSC fanden zwei verschiedene Relaxationsraten für das 10^00-Niveau, eine sehr schnelle, gefolgt von einer etwas langsameren. RKJ führten die schnelle Abklingrate auf den sehr raschen Besetzungsausgleich zwischen den beiden in Fermi-Resonanz stehenden

Termen 10^00 und 02^00 zurück und konnten dafür eine untere Grenze von $\Gamma > 10^6\ s^{-1}\ Torr^{-1}$ abschätzen. Die langsamere Relaxationsrate wurde von RKJ zu $\gamma = (4 \pm 1) \cdot 10^5\ s^{-1}\ Torr^{-1}$ ermittelt. DSC übertrugen ihre Beobachtungen auf ein einfaches phänomenologisches Termmodell. Unter gewissen Annahmen ergab sich daraus die langsamere Relaxationsrate zu $\gamma = (4{,}2 \pm 1{,}5) \cdot 10^5\ s^{-1}\ Torr^{-1}$.

Der hier gefundene Wert von $\gamma = (5{,}4 \pm 1{,}1) \cdot 10^5\ s^{-1}\ Torr^{-1}$, der aus den Relaxationsschwingungen vom Typ II ermittelt wurde, steht in sehr befriedigender Übereinstimmung mit den Ergebnissen von RKJ und DSC. Die Übereinstimmung ist umso bemerkenswerter, als DSC und RKJ ausschließlich mit starker gepulster Anregung arbeiteten.

Die von BP, RHG und auch Murray et al. /50/ gemessenen Relaxationsraten sind um etwa zwei Zehnerpotenzen kleiner als die hier gemessenen Werte. Sie sind wahrscheinlich mehr auf V-T Relaxationsprozesse als auf die hier beobachteten V-V Prozesse zurückzuführen. Hinzu kommt, daß zumindest RHG aufgrund ihrer experimentellen Anordnung nicht in der Lage waren, schnell ablaufende Vorgänge zu Beginn des Relaxationsprozesses zu erfassen.

Aus den experimentellen Ergebnissen läßt sich somit folgendes schließen: Die beobachteten Relaxationsschwingungen vom Typ II sind Ausdruck einer schnellen V-V Relaxation des 10^00-Schwingungsterms. Die extrem schnelle Relaxationsrate ist nur durch einen nahezu resonanten Energieaustausch zu erklären. Da der wahrscheinlichste Weg zum Abbau der Besetzung im ersten angeregten Zustand des ν_1-Schwingungsmodes über den ν_2-Schwingungsmode führt, ergibt sich im hier beobachteten Fall eine starke Kopplung zwischen den beiden Schwingungsmoden.

Eine Zuordnung der gemessenen Relaxationsrate zu einem definierten Relaxationskanal ist allerdings nicht ohne weiteres möglich. Bei Berücksichtigung der an anderer Stelle /44, 45, 51/ gefundenen Ergebnisse spricht der experimentelle Befund jedoch für die Vermutung, daß hier in erster Linie der Austausch von Schwingungsenergie gemäß

$$CO_2(10^00) + CO_2(00^00) \longrightarrow CO_2(02^20) + CO_2(00^00) + 52{,}7\ cm^{-1} \qquad (3.36)$$

beobachtet wurde. Dieser Weg zur Relaxation des 10^00-Niveaus wurde von Sharma /53/ vorgeschlagen, der für die entsprechende Relaxationsrate (bei T = 300 K) den theoretischen Wert von $6 \cdot 10^5\ s^{-1}\ Torr^{-1}$ abschätzte.

Bereits diese ersten Untersuchungen der Relaxationsschwingungen am CO_2-Laser zeigen, daß sich damit auf sehr einfache Weise Aussagen über die beiden, für den Laserprozeß wichtigsten Relaxationsvorgänge im CO_2-Molekül gewinnen lassen. Es ist zu erwarten, daß bei weiterführenden Experimenten durch Messung bzw. Variation zusätzlicher Parameter (Temperatur, Druck, Gaszusammensetzung etc.) neue wichtige Erkenntnisse zu gewinnen sind, die zu einem besseren quantitativen Verständnis des CO_2-Lasers beitragen können. Von besonderer Bedeutung ist, daß bei dieser Methode nicht die Reaktion einer isolierten Gasprobe auf eine äußere Störung, sondern direkt das Verhalten des aktiven Mediums während des Laserprozesses untersucht werden kann.

Darüber hinaus lassen sich mit dem hier entwickelten Konzept der Relaxationsschwingungen am CO_2-Laser einige bisher nicht ganz verstandene Effekte zwanglos deuten:

Jacobs /54/ beobachtete starke Intensitätsschwankungen in der Emission eines CO_2-Lasers, die pauschal als Selbst-Modulation bezeichnet wurden und ein sehr unübersichtliches Frequenzspektrum zeigten. Wahrscheinlich traten infolge der 60 Hz-Wechselstromanregung Relaxationsschwingungen auf, die sich den Schwebungen zwischen verschiedenen transversalen Moden überlagerten. Das unkontrollierte nichtreproduzierbare Verhalten der Relaxationsschwingungen ist wohl auf die unkontrollierten Anregungsbedingungen und auf den nicht frequenzselektiven Resonator zurückzuführen, in dem zahlreiche verschiedene Linien, longitudinale Moden und transversale Moden gleichzeitig anschwingen konnten.

Yariv, Nussmeier, Kiefer und Goodwin /55, 56/ berichten über ein stark nichtlineares Verhalten und ernste Störungen der Auskoppelmodulation im niederfrequenten Bereich. Dieser Effekt wurde phänomenologisch gedeutet als "fundamentale Resonanz, bei der die gespeicherte Energie zwischen dem invertierten Medium und dem elektromagnetischen Feld oszilliert". Ganz offensichtlich sind diese auch von uns beobachteten Nichtlinearitäten bei der Auskoppelmodulation (s. Abschnitt 4) auf das Auftreten von Relaxationsschwingungen zurückzuführen. Sie werden in diesem Fall nicht durch Änderung der Verstärkung, sondern durch Steuerung des Auskoppelgrades und damit der Verluste hervorgerufen.

Bedingt durch die experimentelle Anordnung waren Yariv und Mitarbeiter allerdings nicht in der Lage, die Relaxationsschwingungen direkt zu beobachten.

4. Elektrooptische Auskoppelmodulation am CO_2-Laser

Der elektrooptische Effekt bietet prinzipiell die Möglichkeit, die Laserintensität mit sehr hohen Frequenzen (Multi-Megahertz-Bereich) bzw. mit großer Bandbreite zu steuern. Die Breitbandmodulation des CO_2-Lasers gilt jedoch als besonders schwierig und aufwendig, da bei Anwendung der bekannten externen Modulationsverfahren sehr hohe Modulationsspannungen bzw. -leistungen aufgewendet werden müssen, um einen ausreichenden Modulationsgrad zu erzielen /57/. Wie gezeigt wird, lassen sich diese Schwierigkeiten durch Anwendung des speziellen Verfahrens der Auskoppelmodulation überwinden. Im folgenden wird über die Untersuchungen zur Auskoppelmodulation am Ein-Frequenz-CO_2-Laser unter Ausnutzung des elektrooptischen Effekts in GaAs berichtet. Besondere Aufmerksamkeit wurde dabei dem dynamischen Verhalten der modulierten Laseremission in verschiedenen Frequenzbereichen geschenkt.

4.1. Konzept und Theorie der Auskoppelmodulation

Die Auskoppelmodulation gehört zu den internen Modulationsverfahren. Dieses Verfahren wurde 1963 von Gürs entwickelt und am Rubinlaser demonstriert /58, 59/. Seitdem wurde es vor allem am He-Ne-Laser erprobt /60 - 62/.

Das Schema der Auskoppelmodulation, wie es bei den Experimenten am CO_2-Laser zur Anwendung kam, ist in Bild 22 dargestellt. Die Anordnung besteht aus dem Laser, der linear polarisiertes Licht erzeugt, sowie dem Modulator und einer Polarisationsweiche im inneren Strahlengang des Resonators. Zur Modulation wird der lineare elektrooptische Effekt in GaAs ausgenutzt. GaAs ist wegen seiner kubischen Kristallstruktur mit $\bar{4}3$ m-Symmetrie optisch isotrop (Brechungsindex n_o). Das Indexellipsoid ist zu einer Kugel mit dem Radius n_o entartet.

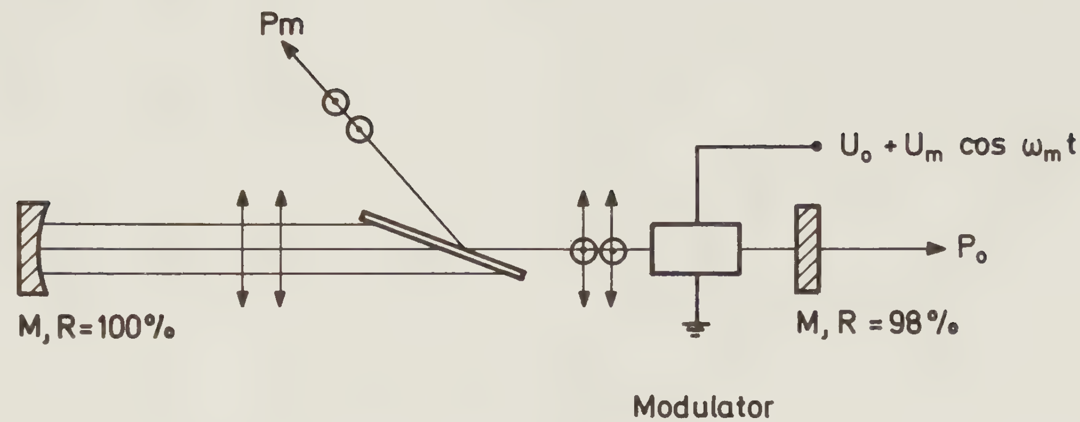


Bild 22: **Schema der Auskoppelmodulation**

Bei Anlegen eines elektrischen Feldes wird diese Kugel zu einem Ellipsoid verformt, dessen Achsen nicht mehr parallel zu den kristallographischen Achsen sind. Der Kristall wird optisch anisotrop und damit doppelbrechend. Für eine Amplituden- bzw. Intensitätsmodulation ist eine möglichst große Doppelbrechung erwünscht. Dies läßt sich erreichen durch geeignete Wahl von Strahlrichtung, Polarisationsrichtung, Richtung des elektrischen Feldes und Kristallorientierung. Gemäß der Theorie /63/ wird die Doppelbrechung dann maximal, wenn das elektrische Feld senkrecht zu einer der drei kristallographischen Achsen anliegt. In der optimalen Anordnung, wie sie auch bei den Experimenten benutzt wurde, ist der (kubische) Kristall entlang der $[1\bar{1}0]$-, $[110]$- und $[001]$-Richtungen geschnitten. Das elektrische Feld liegt senkrecht zur $[001]$-Richtung. In dieser Anordnung stehen die beiden relevanten Achsen der Indikatrix jeweils um 45° geneigt zur $[001]$-Richtung. Die entsprechenden Hauptbrechungsindizes n_1, n_2 hängen dann von der Stärke des angelegten elektrischen Feldes E gemäß

$$n_1 = n_o + \frac{1}{2} r_{41} n_o^3 E \qquad (4.1a)$$

$$n_2 = n_o - \frac{1}{2} r_{41} n_o^3 E \qquad (4.1b)$$

ab. r_{41} ist der elektrooptische Koeffizient.

Laserlicht, das sich entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung des Kristalls fortpflanzt (senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes; transversaler Effekt) und vor Eindringen in den Kristall in $[001]$-Richtung linear polarisiert ist, spaltet im Kristall in zwei Teilbündel auf, deren Polarisationsrichtungen senkrecht aufeinanderstehen und parallel zu den Richtungen der neuen Hauptbrechungsindizes sind. Beim Durchgang durch den Kristall der Länge l erfahren die beiden

Teilbündel eine gegenseitige Phasenverschiebung Γ proportional zum angelegten elektrischen Feld:

$$\Gamma = \frac{2\pi r_{41} n_o^3 E l}{\lambda} . \qquad (4.2)$$

Wird das elektrische Feld durch eine Spannung U (Modulationsspannung) erzeugt, die am Kristall der Dicke d (Elektrodenabstand) anliegt, so gilt:

$$\Gamma = \frac{2\pi r_{41} n_o^3 U l}{\lambda d} . \qquad (4.3)$$

Ein Maß für die Größe des elektrooptischen Effekts ist die sogenannte Halbwellenspannung $U_{\lambda/2}$. Dies ist die Spannung, die an einem Kristall mit dem Längen-Dicken-Verhältnis $l/d = 1$ eine Phasenverschiebung von π hervorruft. Für den transversalen Effekt in kubischen Kristallen gilt

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2 n_o^3 r_{41}} . \qquad (4.4)$$

Aufgrund der Phasenverschiebung Γ entsteht aus dem ursprünglich linear polarisierten Licht elliptisch polarisiertes Licht. Bei der Auskoppelmodulation wird nun der Anteil mit der Komponente senkrecht zur ursprünglichen Polarisationsrichtung an einer Polarisationsweiche aus dem Laserresonator ausgekoppelt. Als Polarisationsweiche dient das Brewsterfenster aus Germanium, mit dem das Laserrohr abgeschlossen ist. Es hat für senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiertes Licht ein Reflexionsvermögen von $k \approx 86$ %.

Für die Auskoppelmodulation existiert eine untere Schranke für die nutzbare Modulationsfrequenz. Sie ist durch die Frequenzgrenze der inneren Amplitudenmodulation (s. Abschnitt 3) gegeben. Oberhalb dieser Grenze kann der Laser Änderungen der Resonatorgüte oder der Verstärkung nicht mehr folgen.

Die im Resonator gespeicherte Energie ändert sich bei kleinem Auskoppelgrad nur geringfügig, und der Einfluß der Modulation mittelt sich aus. Damit liegen die für die Auskoppelmodulation erwünschten stabilen Verhältnisse vor.

Nichtsdestoweniger ist die ausgekoppelte Leistung P_c nach Maßgabe der am Kristall anliegenden Spannung voll moduliert. P_c ist proportional zu der im Resonator gespeicherten Leistung P_o:

$$P_c = k\, c_m\, P_o \quad . \tag{4.5}$$

k ist das Reflexionsvermögen der Polarisationsweiche, c_m der Auskoppelkoeffizient.

Man berechnet c_m durch Addition der beiden Teilwellen, die im Kristall in ihrer Phase gegeneinander verschoben werden und erhält

$$c_m = \sin^2 \Gamma(t) = \frac{1}{2} \left[1 - \cos 2\, \Gamma(t)\right] \quad . \tag{4.6}$$

Im Prinzip reichen bereits sehr kleine Modulationsspannungen aus, um einen modulierten Strahl mit hoher absoluter Leistung zu erzeugen, d.h., der Wirkungsgrad der Auskopplung kann nahe bei 100 % liegen. Man versteht dies folgendermaßen: In einem Resonator, der neben den Verlusten durch Auskopplung nur sehr geringe andere Verluste aufweist, ist die gespeicherte Energie sehr hoch. Es genügt bereits ein nahezu beliebig kleiner Auskoppelgrad, entsprechend einer sehr kleinen Steuerspannung, um einen voll modulierten Strahl hoher Leistung auszukoppeln. Im Idealfall (keine sonstigen Resonatorverluste) ist dies die gesamte vom Laser erzeugte Leistung.

Wie stets bei Anwendung des elektrooptischen Effekts treten auch bei der Auskoppelmodulation infolge der nichtlinearen Modulationskennlinie gewisse Verzerrungen auf. Die ausgekoppelte Intensität ist nicht direkt proportional zur Modulationsspannung U(t) bzw. der dadurch hervorgerufenen elektrooptischen Phasenverschiebung $\Gamma(t)$, sondern proportional dem Quadrat des Sinus dieser Größe. In der Praxis ist $\Gamma(t)$ immer klein, der Sinus kann daher durch sein Argument ersetzt werden, und es gilt für die ausgekoppelte Leistung $P_c \sim U(t)^2$. Bei sinusförmiger Modulationsspannung, $U(t) = U_m \sin \omega_m t$, ist daher

$$P_c \sim U_m^2 \sin^2\omega_m t = \frac{1}{2} U_m^2 (1 - \cos 2\omega_m t) \quad . \qquad (4.7)$$

Die ausgekoppelte Leistung ist also mit der doppelten Modulationsfrequenz moduliert. Ist dies aus bestimmten Gründen nicht erwünscht, so läßt sich durch eine konstante Vorspannung am Kristall der Arbeitspunkt auf der Modulationskennlinie so weit verschieben, daß der Anteil des Signals mit der einfachen Frequenz dominiert. In diesem Fall hat die Modulationsspannung die Form

$$U(t) = U_o + U_m \sin \omega_m t \quad . \qquad (4.8)$$

U_o ist die konstante Vorspannung, U_m ist die Amplitude der Wechselspannung mit der Modulationsfrequenz ω_m.

Dementsprechend läßt sich auch die elektrooptische Phasenverschiebung $\Gamma(t)$ in einen Gleichanteil Γ_o und einen mit ω_m oszillierenden Wechselanteil Γ_m aufspalten:

$$\Gamma_o = \pi \frac{(l/d)}{U_{\lambda/2}} U_o \quad ,$$

$$\Gamma_m = \pi \frac{(l/d)}{U_{\lambda/2}} U_m \quad . \qquad (4.9)$$

Für den Auskoppelkoeffizienten c_m gilt damit:

$$c_m = \frac{1}{2}\left[1 - \cos 2(\Gamma_o + \Gamma_m \sin \omega_m t)\right] \quad . \qquad (4.10)$$

Die Entwicklung nach Frequenzkomponenten ergibt:

$$\begin{aligned} c_m = \frac{1}{2}\Big[1 &- \cos(2\Gamma_o)\, J_o(2\Gamma_m)\Big] + \\ &+ \sin(2\Gamma_o)\, J_1(2\Gamma_m)\, \sin(\omega_m t) - \\ &- \cos(2\Gamma_o)\, J_2(2\Gamma_m)\, \cos(2\omega_m t) + \\ &+ \sin(2\Gamma_o)\, J_3(2\Gamma_m)\, \sin(3\omega_m t) \mp \ldots \end{aligned} \qquad (4.11)$$

Hierbei sind die $J_i(2\Gamma_m)$ die Besselfunktionen 0-, 1-, 2- ... i-ter Ordnung zum Argument $2\Gamma_m$.

Man sieht, daß ohne Vorspannung ($U_o = 0$, $\Gamma_o = 0$) der Anteil mit der doppelten Frequenz weitaus überwiegt (3. Term in der Reihenentwicklung). Mit zunehmender Vorspannung geht der Anteil mit $2\omega_m$ zurück, und man erhält überwiegend ein Signal mit der einfachen Modulationsfrequenz. Für das Amplitudenverhältnis der mit ω_m bzw. mit $2\omega_m$ modulierten Signale gilt

$$c_m(\omega_m)/c_m(2\omega_m) \approx 4\,\frac{U_o}{U_m} + \frac{16}{3}\,\frac{U_o}{U_m}\,\Gamma_o^2 + \ldots \qquad (4.12)$$

Die Anteile mit $3\omega_m$ und noch höhere Harmonische sind in jedem Fall sehr klein.

Die mittlere ausgekoppelte Leistung ist proportional dem ersten Term in Gl. (4.11) und hängt sowohl von Γ_o wie von Γ_m ab. Für kleine Γ_m gilt

$$\overline{c}_m \approx \frac{1}{2}\left[1 - \cos(2\Gamma_o)(1 - \Gamma_m^2)\right]$$

und

$$\overline{P}_c = k\,\overline{c}_m\,P_o \quad . \qquad (4.13)$$

Von wesentlicher Bedeutung ist die aufzubringende Modulationsspannung bzw. -leistung bei vorgegebener Modulationsbandbreite. Eine einfache Abschätzung erhält man aus folgender Überlegung:

Der Modulator (mit Zuleitungen) hat eine gewisse Kapazität C. Sie bestimmt zusammen mit den auftretenden Induktivitäten und dem Arbeitswiderstand R_L die maximal mögliche Bandbreite Δf:

$$\Delta f \approx \frac{1}{2\pi C\ R_L} \quad . \tag{4.14}$$

Wird R_L so gewählt, daß Δf der erforderlichen Modulationsbandbreite entspricht, so ist die Leistung P_m, die im Modulator durch Anlegen der sinusförmigen Modulationsspannung $U(t) = U_m \cos \omega_m t$ verbraucht wird, gegeben durch

$$P_m = \frac{U_m^2}{2R_L} \quad . \tag{4.15}$$

Mit Gl. (4.14) kann dies umgeformt werden zu

$$P_m = C\ U_m^2 \pi \Delta f \ . \tag{4.16}$$

Mit den Größen der elektrooptischen Phasenverzögerung ergibt sich

$$P_m = \frac{CU_{\lambda/2}^2 d^2 \Gamma^2}{4\pi l^2}\ f \quad . \tag{4.17}$$

Hierbei ist der doppelte Durchgang des Laserlichts durch den Modulationskristall berücksichtigt. In der Praxis ist der Auskoppelgrad immer klein, d.h. in Gl. (4.6) kann der Sinus durch sein Argument ersetzt werden, und es gilt $c_m \approx \Gamma^2$. Damit läßt sich bei vorgegebener Modulationsbandbreite die aufzuwendende Modulationsleistung für jeden gewünschten Auskoppelgrad angeben:

$$P_m = \frac{CU_{\lambda/2}^2 d^2}{4\pi l^2} \Delta f\ c_m \quad . \tag{4.18}$$

4.2. Intracavity GaAs-Modulator

Bild 23 zeigt den geöffneten "intracavity"-GaAs-Modulator. Aktives Element ist ein Cr-dotierter GaAs-Einkristall*) mit einem spezifischen Widerstand $\varrho \geq 10^8 \,\Omega$cm. Der Kristall hat die Abmessungen 8 mm x 8 mm x 30 mm. Er ist entlang den kristallographischen $[1\bar{1}0]$-, $[110]$- und $[001]$-Richtungen geschnitten. Die $(1\bar{1}0)$-Stirnflächen sind eben auf $\lambda/10$ und parallel auf 1" und mit einer Antireflexschicht für 10,6 μm bedampft. Die (110)-Flächen sind mit aufgedampften Cr-Au-Elektroden versehen. Bleiklötzchen mit spezieller Formgebung bilden die Auflager des Kristalls. Dadurch werden die piezoelektrischen Resonanzen wirkungsvoll gedämpft (ohne Dämpfung können sie leicht zur Zerstörung des Kristalls führen). Gleichzeitig ist damit für eine gute Wärmeableitung gesorgt. Um einen möglichst guten elektrischen Kontakt zu erreichen, wird die obere Elektrodenplatte mittels einer Feder leicht gegen den Kristall gepreßt. Der Kristall mit Halterung und elektrischem Ankoppelkreis ist in ein Messinggehäuse eingebaut. Es hat einen Durchmesser von 36 mm und eine Länge von 35 mm.

Die Gesamtkapazität des Modulators beträgt ca. 8 pF. Die HF-Spannung wird über eine BNC-Buchse dem Kristall zugeführt. Zusätzlich kann über eine Miniatur-Hochspannungsbuchse eine von 0 bis 2 kV regelbare stabilisierte Gleichspannung an den Kristall angelegt werden. HF-Kreis und Vorspannungskreis sind über Hochspannungskondensatoren gegeneinander abgeblockt.

In Tabelle 7 sind die wichtigsten Daten des Modulators zusammengestellt.

---

*) Lieferant: HEK, Lübeck

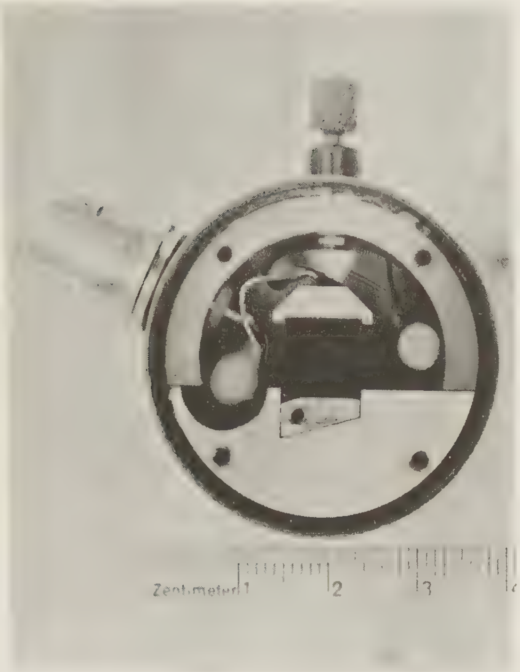
Tabelle 7: Daten des GaAs-Modulators

Kristall	GaAs:Cr
Abmessungen (l x b x d)	30 mm x 8 mm x 8 mm
elektroopt. Koeffizient r_{41}	$1,6 \cdot 10^{-10}$ cm/V
Brechungsindex n	3,3
spez. Widerstand ϱ	$\geq 10^{8}\,\Omega$cm
Dielektrizitätskonstante	12,5
Halbwellenspannung $U_{\lambda/2}$	92 kV
eff. Halbwellenspannung $U_{\lambda/2}(d/l)$	24,5 kV
Kapazität C	8 pF

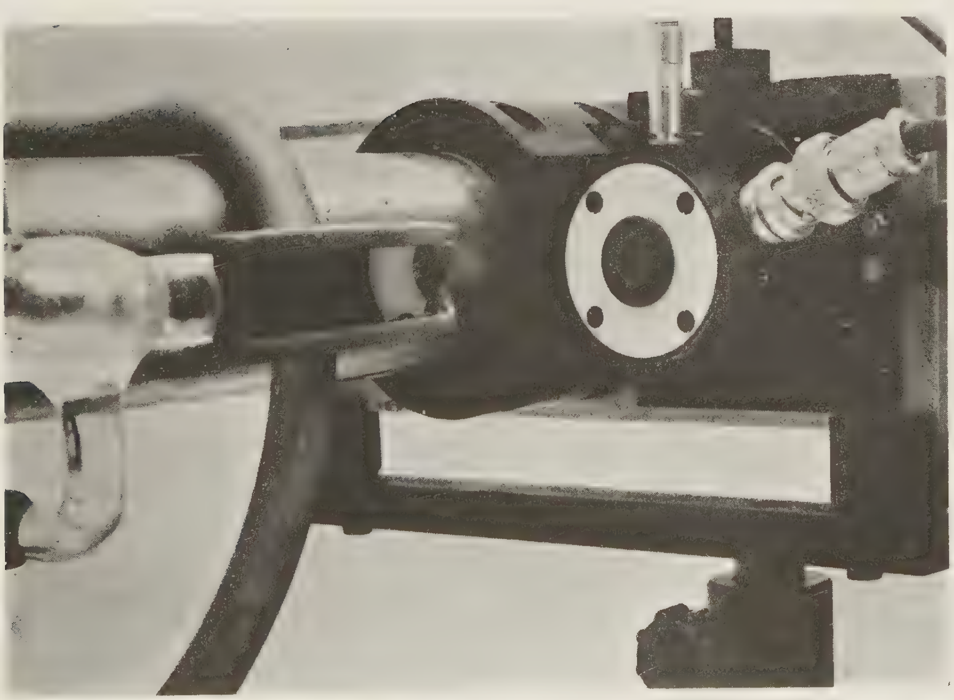
4.3. Versuchsanordnung

Bild 24 zeigt das Schema der Meßanordnung. Für die meisten Messungen wurde der Ein-Frequenz-CO_2-Laser auf die P(18)- oder P(20)-Linie der $00^{0}1$-$10^{0}0$-Schwingungsbande eingestellt. Messungen bei anderen Wellenlängen ließen keine unterschiedlichen Ergebnisse erkennen. Der Resonator wird von einem totalreflektierenden sphärischen Spiegel und einem dielektrisch beschichteten ebenen Spiegel mit einer Reflexion von 99 % gebildet.

Der GaAs-Modulator sitzt zwischen Brewsterfenster und ebenem Spiegel. Er ist in einer x-y-Positioniervorrichtung befestigt, die ein genaues Ausrichten auf die optische Achse des Laserresonators erlaubt. Bild 25 zeigt den im Laserresonator fertig montierten Modulator.



<u>Bild 23:</u> Intracavity GaAs-Modulator



<u>Bild 25:</u> GaAs-Modulator montiert im Resonator. Im Vordergrund ist das Ge-Brewsterfenster zu erkennen

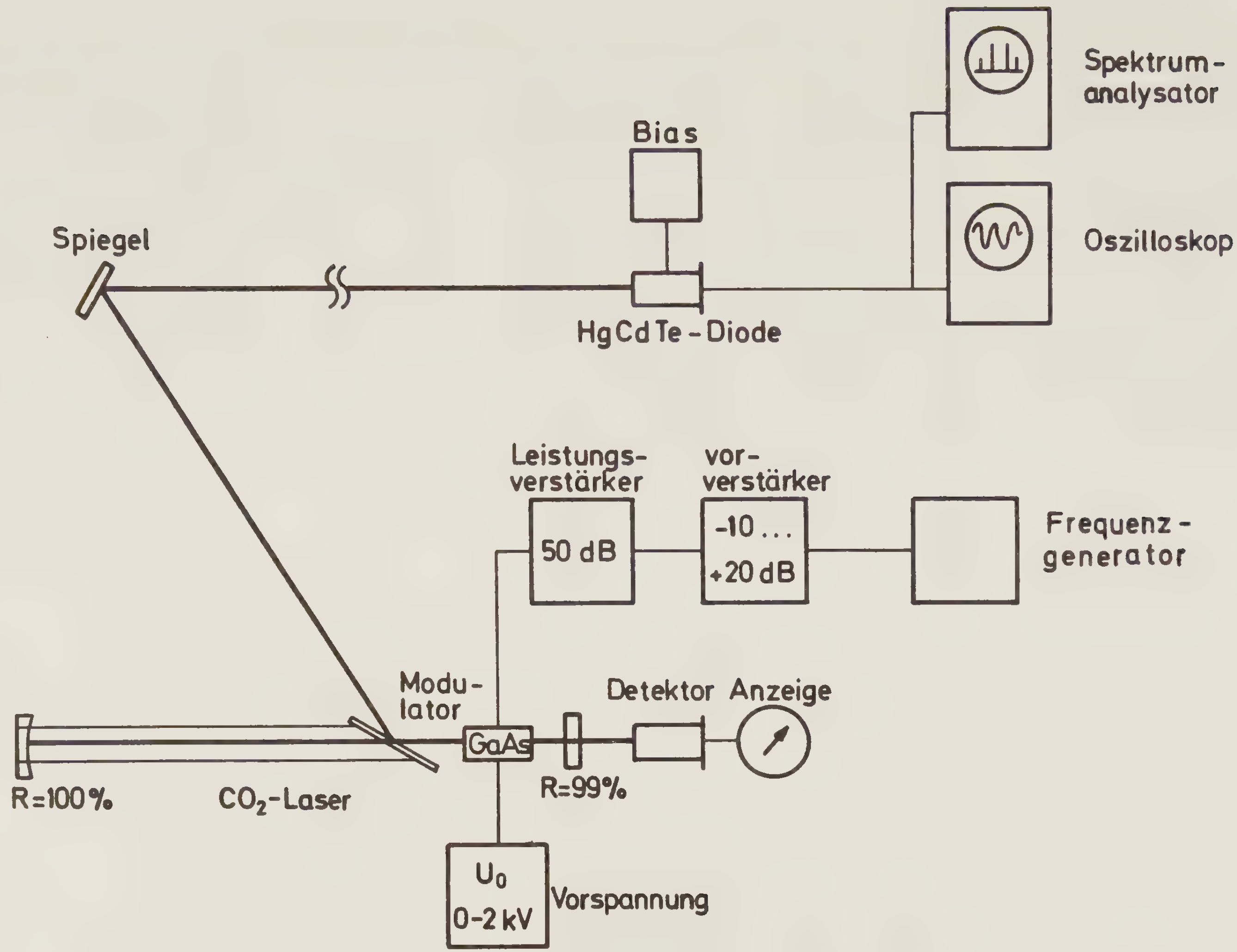


Bild 24: **Auskoppelmodulation am CO_2-Laser.**
Schema der Meßanordnung.

Am 99-%-Spiegel wird ein geringer Teil der erzeugten (unmodulierten) Laserleistung ausgekoppelt, von einem Detektor empfangen und registriert. Sie ist ein Maß für die im Resonator gespeicherte Laserenergie.

Als Signalgeber wurde in den meisten Fällen ein quarzstabilisierter Frequenzgenerator eingesetzt. Sein Signal wird über einen regelbaren Vorverstärker und einen 50-dB-Leistungsverstärker (ENI, Typ 310L) auf den nötigen Spannungspegel gebracht und dem Modulator zugeführt.

Die an der Brewsterplatte ausgekoppelte modulierte Laserleistung wird über einen Spiegel umgelenkt und (nach Abschwächung) von einer schnellen HgCdTe-Fotodiode (SAT Typ C1), die auf T = 77 K gekühlt ist, empfangen. Bei einer Vorspannung von 600 mV beträgt die Grenzfrequenz (3 dB) ca. 120 MHz.

Registrierung und Auswertung des empfangenen Signals erfolgen je nach Frequenz und Aufgabenstellung mit Hilfe eines 50-MHz-Oszillographen (Tektronix Typ 547), eines Sampling-Oszillographen (für hohe Frequenzen) oder eines Spektrum-Analysators (Tektronix-Einschub Typ 1 L 20).

4.4. Durchgeführte Messungen und Ergebnisse

Mit der oben beschriebenen Anordnung wurden die Abhängigkeit der ausgekoppelten Laserleistung von der Modulationsspannung und insbesondere das Frequenzverhalten untersucht. Die Messungen wurden in drei verschiedenen Bereichen durchgeführt.

4.4.1. DC-Messungen

Zur experimentellen Ermittlung der Modulationskennlinie wird gleichzeitig die am Brewsterfenster ausgekoppelte Leistung und die am 99-%-Spiegel austretende Leistung in Abhängigkeit von der Vorspannung U_o gemessen. Das Ergebnis zeigt Bild 26. Die durchgezogene Kurve gibt den berechneten Verlauf der Modulationskennlinie wieder, den Kreisen entsprechen experimentell gemessene Werte. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

Für den Absolutwert der ausgekoppelten Leistung P_c gilt die $\sin^2$-Funktion nur bei kleinen Auskoppelgraden. Rückt der Auskoppelgrad in die Größenordnung der (stets vorhandenen) übrigen Verluste, so sinkt die im Resonator gespeicherte Leistung P_o. Mit zunehmender Vorspannung weicht daher die ausgekoppelte Leistung P_c vom Verlauf der $\sin^2$-Funktion ab; sie durchläuft ein Maximum und geht dann mit weiter zunehmendem Auskoppelgrad rasch gegen Null. Der Wert der Vorspannung, bei dem P_c maximal wird, hängt von vielen Faktoren ab (Abmessungen des Modulationskristalls, aktive Länge und Verstärkung des Lasers, Verluste des passiven Resonators). Bei der hier untersuchten Anordnung würde er etwa 3,6 kV betragen, jedoch konnte aus technischen Gründen (Isolierung) nur eine Vorspannung bis 1,6 kV an den Modulator gelegt werden.

4.4.2. Niederfrequente Auskoppelmodulation

Bei der Auskoppelmodulation lassen sich zwei charakteristische Frequenzbereiche unterscheiden. Im niederfrequenten Bereich, bei Modulationsfrequenzen, die innerhalb der Bandbreite eines Resonatormodes liegen, kann die gespeicherte Laserenergie Änderungen der Resonatorgüte, d.h. Änderungen des Auskoppelgrades und Änderungen der Verstärkung, noch folgen (vgl.

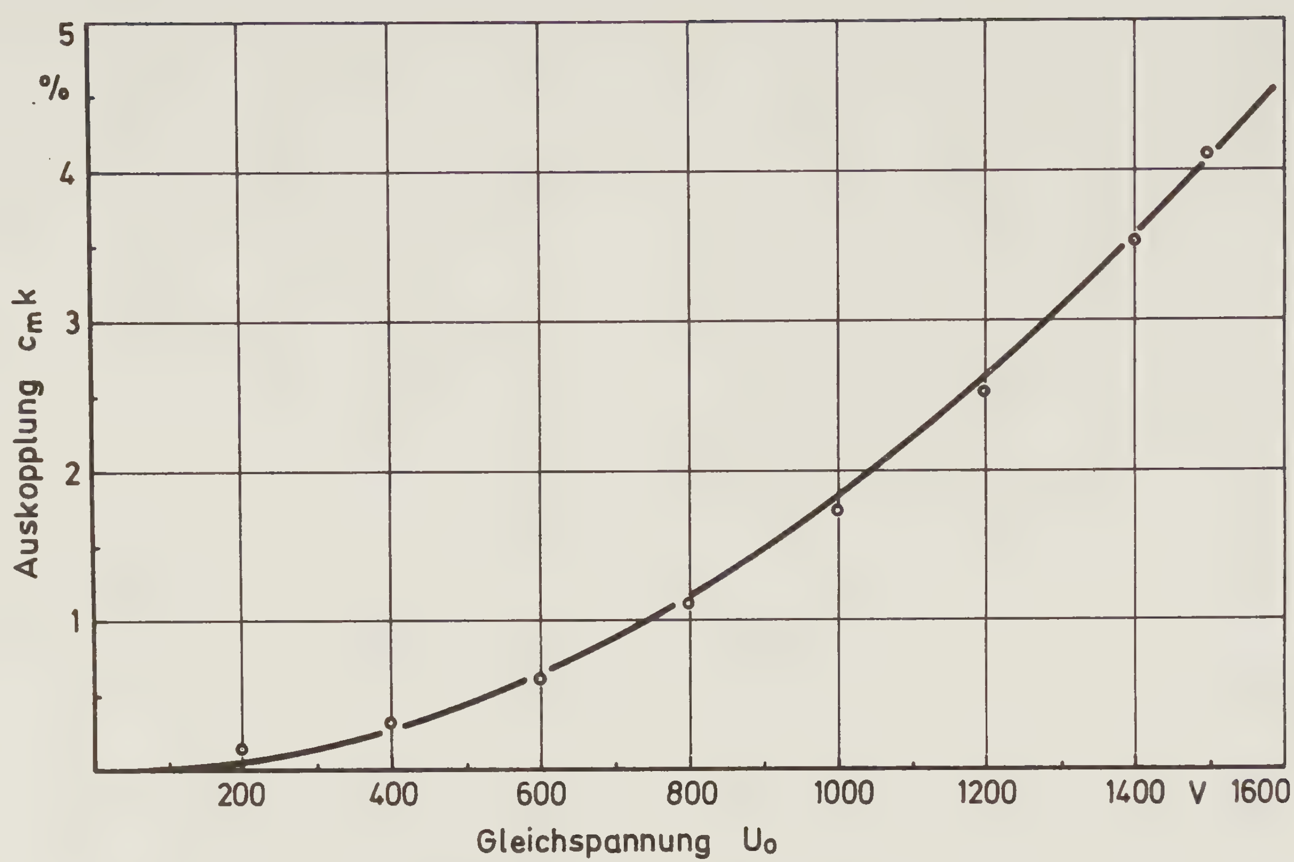


Bild 26: **Auskoppelgrad in Abhängigkeit von der Vorspannung. (Der Reflexionskoeffizient des Ge-Brewsterfensters ist dabei berücksichtigt.)**

Abschnitt 3). In diesem Bereich ist das Frequenzverhalten der Modulation stark nichtlinear und instabil. Dies beruht im wesentlichen auf der Kombination zweier Effekte:

a) Die ausgekoppelte modulierte Leistung hat die Tendenz, sowohl dem Modulationssignal als auch der gespeicherten Energie zu folgen, die sich ihrerseits wiederum mit dem Modulationssignal ändert.

b) Bei Frequenzen unterhalb von etwa 1 MHz führen die Relaxationsprozesse im aktiven Medium (s. Abschnitt 3) zu frequenzabhängigen Verzerrungen und Resonanzen in der ausgekoppelten Laserintensität. Die Frequenzbereiche, innerhalb derer diese Störungen auftreten, sind relativ breit, da die Relaxationsschwingungen vom momentanen Auskoppelgrad (Resonatorverluste) und vom Anregungszustand des aktiven Mediums abhängen. Dieses instabile Verhalten der Auskoppelmodulation bei niedrigen Frequenzen wurde auch von Yariv et al. /56/ beobachtet.

Außerdem ist jeder elektrooptische Kristall zugleich auch piezoelektrisch, d.h. bei gewissen Frequenzen, die von den Abmessungen und der Orientierung des Kristalls abhängen, treten piezoelektrische Resonanzen auf. Der verwendete Modulator zeigte eine scharfe Resonanz (Bandbreite ca. 100 Hz, Resonanzüberhöhung um den Faktor 110) bei 261,3 kHz und schwache Resonanzstellen bei 577 kHz, 996 kHz und 1082 kHz.

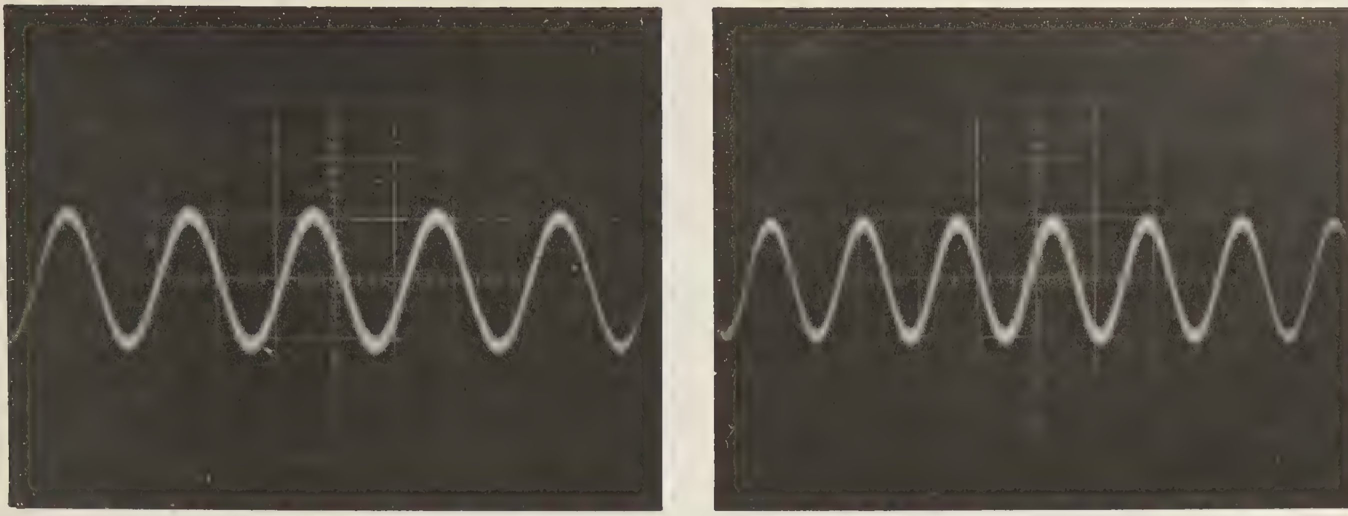
Insgesamt liegt damit die untere Frequenzgrenze der Auskoppelmodulation bei 1 bis 1,5 MHz.

4.4.3. Hochfrequente Auskoppelmodulation

Oberhalb der Frequenzgrenze von 1,5 MHz zeigt die Auskoppelmodulation das erwartete stabile Frequenzverhalten. Typisch dafür sind die Aufnahmen in Bild 27. Hier wird der Laser mit einem HF-Sinus-Signal von $f_1 \approx 50$ MHz bzw. $f_2 \approx 62$ MHz moduliert. Die Modulationsspannung beträgt $U_m = 10\ V_{eff}$, die Vorspannung am Kristall ist $U_o = 1250$ V. Das empfangene, modulierte Signal ist wieder rein sinusförmig. Bild 28 zeigt das Signal, das entsteht, wenn der Laser mit den beiden UF-Signalen f_1 und f_2 gleichzeitig moduliert wird. Die Laserintensität zeigt deutlich die Schwebung zwischen diesen beiden Frequenzen.

In Bild 29 sind die nach Gl. (4.11) berechneten relativen Amplituden von Grundwelle (ω_m), zweiter Harmonischer ($2\omega_m$) und dritter Harmonischer ($3\omega_m$) in Abhängigkeit von der Vorspannung U_o für zwei Werte der Modulationsspannung U_m aufgetragen. Bezugspunkt ist dabei die Amplitude der Grundwelle. Die meisten Versuche im Hochfrequenzbereich ($f_m = 50$ MHz) wurden bei $U_o = 1250$ V und $U_m = 10\ V_{eff}$ durchgeführt. Für diese Werte wurde in guter Übereinstimmung mit der Theorie die relative Amplitude der zweiten Harmonischen zu -25 dB bestimmt. Die relative Amplitude der dritten Harmonischen konnte nicht mehr gemessen werden. Nach der Theorie beträgt sie -62,6 dB.

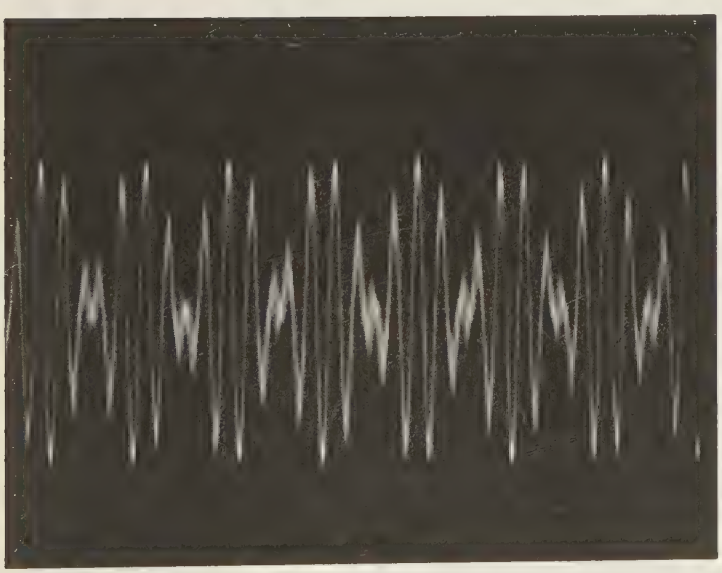
Während der Experimente wurde den Frequenzen, die den Eigenresonanzen des Laserresonators entsprechen ($\Delta\nu = \frac{c}{2L} \approx 90$ MHz), besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Nach vorliegenden Theorien /64 - 66/ sollte bei diesen Resonanzstellen durch Kopplung der Energie in nichtanschwingende Moden, sog. "cold modes", die Modulation in Amplitude und Frequenz gestört werden. Jedoch war bei unseren Messungen kein derartiger Einfluß zu beobachten. Dies erklärt sich aus dem Umstand,



≙ 10ns   ≙ 10ns

$f_1 = 50$ MHz $f_2 = 62$ MHz

Bild 27: Hochfrequent moduliertes ausgekoppeltes Lasersignal



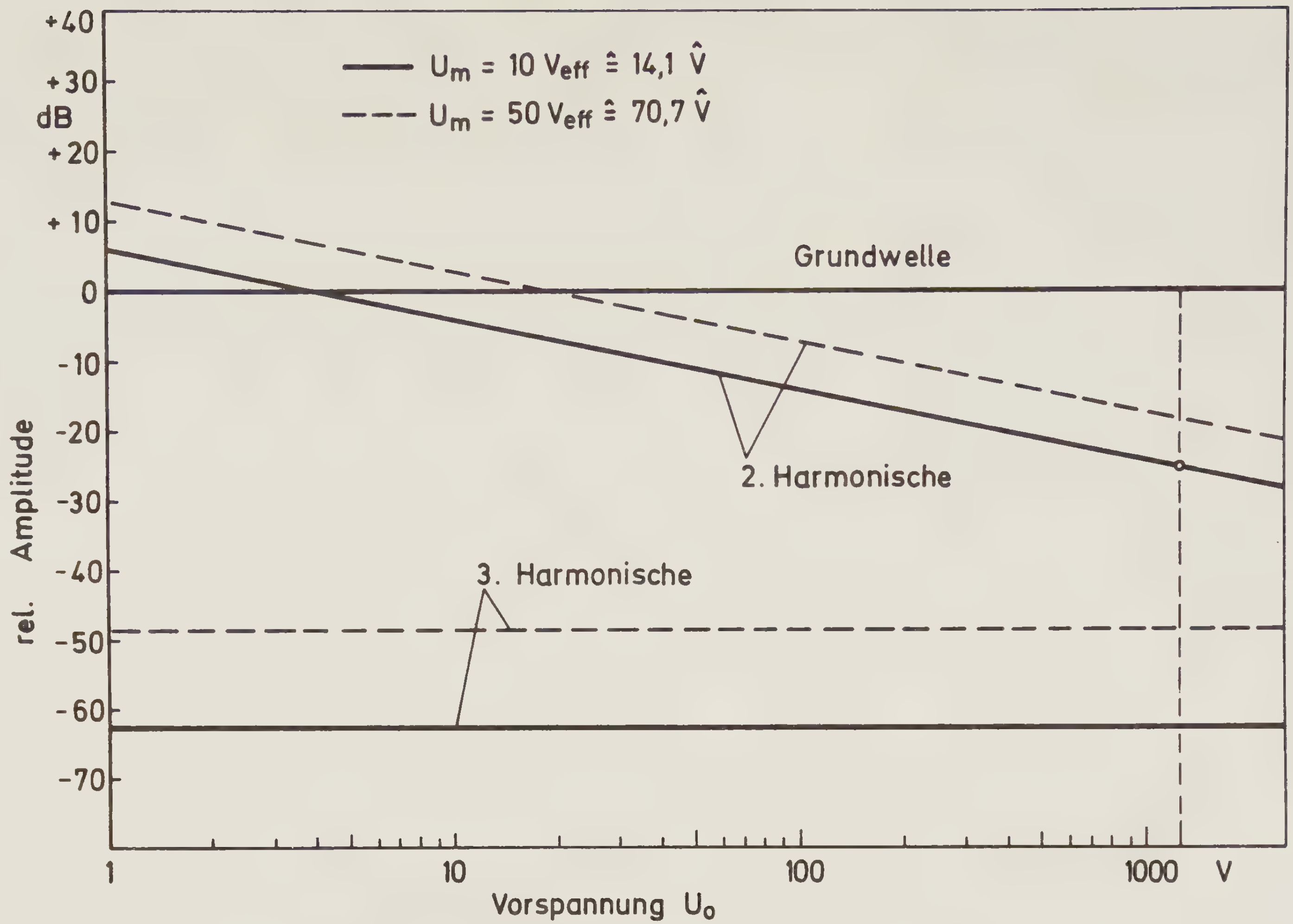
$f = f_1 + f_2$

($f_1 = 50$ MHz)

($f_2 = 62$ MHz)

≙ 50ns

Bild 28: Schwebung im hochfrequent modulierten ausgekoppelten Lasersignal



<u>Bild 29:</u> **Relative Amplituden der höheren Harmonischen bezogen auf die Grundwelle in Abhängigkeit von der Vorspannung**

daß die vorhergesagten Störungen durch Überlagerung verschiedener Eigenschwingungen entstehen, bei unserem Laser jedoch nur eine Eigenschwingung verstärkt wird. Die Nachbareigenschwingungen liegen bei der gegebenen Resonatorlänge außerhalb der Fluoreszenzlinie. Eventuell erzeugte Seitenbänder mit diesen Frequenzen werden daher mit der Zeitkonstante des passiven Resonators ausgedämpft. Das bedeutet, daß der CO_2-Laser im Gegensatz zu anderen Lasern mit ununterbrochener Bandbreite moduliert werden kann, vorausgesetzt, nur ein longitudinaler Mode liegt innerhalb des Verstärkungsprofils.

4.5. Diskussion

Wie die theoretischen und experimentellen Untersuchungen übereinstimmend ergaben, existiert für die Auskoppelmodulation am CO_2-Laser eine untere Grenze der Modulationsfrequenz. Sie liegt bei etwa 1,5 MHz und ist in etwa identisch mit der oberen Frequenzgrenze der internen Amplitudenmodulation. Oberhalb dieser Grenze zeigt die Auskoppelmodulation das erwartete stabile Frequenzverhalten. Die vorausgesagten Störungen bei Modulationsfrequenzen, die in der Nähe der $\frac{c}{2L}$ -Resonanzen des Resonators liegen, konnten nicht festgestellt werden. Dies läßt sich auch theoretisch erklären, wenn man die sehr schmale Linienbreite des CO_2-Moleküls in die Betrachtung mit einbezieht.

Im Gegensatz zu anderen Methoden der inneren Modulation existiert für die Auskoppelmodulation keine prinzipielle obere Frequenzgrenze. In der Praxis ist sie wegen der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts lediglich durch die Länge des Modulationskristalls und seinen Abstand zum Spiegel eingeschränkt. Stellt man die Forderung, daß

sich während der Zeit, die das Laserlicht braucht, um den Kristall zweimal zu durchlaufen, die Phase der HF-Modulationsspannung um nicht mehr als $\pi/2$ ändern darf, so ergibt sich für die hier beschriebene Anordnung eine obere Frequenzgrenze von etwa 750 MHz. Durch Verkürzung der Lichtweglänge im Kristall könnte diese Grenze ohne weiteres bis auf mehrere Gigahertz ausgedehnt werden. Wegen der Frequenzcharakteristik der HgCdTe-Fotodiode und der begrenzten Bandbreite des Leistungsverstärkers konnten jedoch Messungen nur bis etwa 150 MHz durchgeführt werden.

Insgesamt kann aus diesen Ergebnissen geschlossen werden, daß sich der CO_2-Laser in Verbindung mit der Auskoppelmodulation oberhalb der Frequenzgrenze von 1,5 MHz mit ununterbrochener und im Prinzip nahezu unbeschränkter Bandbreite modulieren läßt.

Bei den hier beschriebenen Untersuchungen wurde GaAs als elektrooptischer Modulationskristall verwendet. Dies war zur Zeit der Experimentdurchführung das beste verfügbare Material. Noch günstigere Eigenschaften hat CdTe /55, 67/, das erst seit jüngster Zeit in guter optischer Qualität und mit ausreichend großen Abmessungen zur Verfügung steht.

Infolge des nichtlinearen Verlaufs der Modulationskennlinie treten bei der elektrooptischen Auskoppelmodulation neben der Grundwelle auch höhere Harmonische auf. Wie experimentell gezeigt werden konnte, lassen sich die Oberwellen durch eine geeignete Wahl der Vorspannung U_o und der Modulationsspannung U_m hinreichend gut unterdrücken.

Der große Vorteil der Auskoppelmodulation gegenüber den Verfahren der externen Modulation (die ebenfalls keine obere Grenze in der Bandbreite besitzen) liegt in der vergleichsweise geringen erforderlichen Modulationsspannung

bzw. -leistung. Zur Erzielung eines vernünftigen Auskoppelgrads und bei Verwendung eines optimierten Modulators beträgt die erforderliche Modulationsleistung, bezogen auf die Bandbreite, etwa 10^{-8} W/Hz. Bei Verwendung spezieller CO_2-Laser mit besonders niedrigen internen Verlusten läßt sich diese spezifische Modulationsleistung noch erheblich verringern, und die Vorteile der Auskoppelmodulation kommen voll zum Tragen.

5. Breitband-Nachrichtenübertragung

Laserlicht als Mittel zur Informationsübertragung hat gegenüber konventionellen Radio- oder Mikrowellen zwei wesentliche Vorteile:

- Die prinzipiell verfügbare Bandbreite ist wegen der hohen Trägerfrequenz um etwa vier Zehnerpotenzen größer.

- Wegen seiner Kohärenz läßt sich Laserlicht extrem stark bündeln bzw. ausrichten. Dies ermöglicht den Empfang einer bestimmten Signalleistung bei vergleichsweise niedriger Sendeleistung.

Aufgrund dieser beiden Vorteile erweitern sich durch den Laser die Möglichkeiten der Nachrichtenübertragung wesentlich. Dies trifft insbesondere dort zu, wo ein sehr hoher Informationsfluß zu bewältigen ist und/oder große Entfernungen zu überwinden sind, wie z.B. im Weltraum.

In verschiedenen Arbeiten /1, 68, 69/ wurde gezeigt, daß dem CO_2-Laser aufgrund seiner besonderen Eigenschaften für die Nachrichtenübertragung im Weltraum wohl die größte

Bedeutung zukommt. Voraussetzung dafür ist jedoch die Erfüllung verschiedener spezifischer Forderungen. Dazu gehören:

- Emission auf einer Linie, in einem longitudinalen Mode und im transversalen Grundmode bei hoher Amplituden- und Frequenzstabilität

- optimale Bündelbarkeit

- Modulation der Emission mit großer Bandbreite bei geringer aufzuwendender Modulationsleistung

- ausreichende Ausgangsleistung

- hohe mechanische Stabilität bei geringem Gewicht und kleinen Abmessungen

- abgeschlossenes Gasvolumen mit langer Lebensdauer.

Die hier berichteten Arbeiten sind ein Beitrag zur Lösung dieser Probleme. Sie bildeten die Grundlage für den Aufbau des Labormodells eines CO_2-Laser-Breitbandübertragungssystems für den Weltraum. Die Leistungsfähigkeit dieses Systems wurde durch die gleichzeitige Übertragung von zwei kompletten Fernsehprogrammen zusammen mit ihren VHF-Zwischenträgern getestet und demonstriert. Bei diesen Versuchen handelte es sich um die erste echte Breitband-Nachrichtenübertragung mit CO_2-Laser über eine größere Strecke /70/.

Das Blockschema des Übertragungssystems ist in Bild 30 angegeben. Der grundsätzliche Aufbau ist ganz ähnlich der in Bild 24 gezeigten Meßanordnung, jedoch gelangen andere Signalgeber und -monitore zum Einsatz. Die Videosignale von zwei Fernsehkameras (eine Schwarzweißkamera und eine Farbkamera; Hersteller: Fernseh GmbH, Darmstadt) und die

Tonsignale der zugehörigen Mikrofone werden mittels ZF-Modulatoren (Heucke Typ 958-1) HF-Zwischenträgern von ZF_1 = 48,8 MHz bzw. ZF_2 = 62,5 MHz aufmoduliert. Dies sind die üblichen Fernsehkanäle 2 bzw. 4 im VHF-Bereich. Die modulierten Zwischenträger werden über einen Stammverteiler zusammengeführt und nach Verstärkung in den Modulator eingespeist. Das ausgekoppelte modulierte Laserlicht durchläuft die Übertragungsstrecke und wird von der HgCdTe-Fotodiode empfangen. Das resultierende elektrische Signal wird mit elektronischen Mitteln weiter verarbeitet. Durch die Wahl von Zwischenträgerfrequenzen, die den üblichen Fernsehkanälen entsprechen, kann das elektrische Signal direkt (oder über einen Antennenverstärker) in den Antenneneingang von handelsüblichen Fernsehgeräten eingespeist werden, die dann die weitere Demodulation übernehmen.

Bild 31 zeigt das Frequenzspektrum des ausgekoppelten modulierten Laserlichts, wenn man den Laser nur mit den beiden HF-Zwischenträgern und den zugehörigen Tonträgern (Frequenzabstand 5,5 MHz) ohne das eigentliche Videosignal moduliert. Ein Teilstrich der Frequenzskala entspricht 5 MHz, die Mitte der Frequenzskala liegt bei 55,7 MHz. Es war keine gegenseitige Beeinflussung der beiden Kanäle zu erkennen.

Die Übertragungsstrecke ging vom Battelle-Institut (Sendestation) über eine Distanz von ca. 2,3 km zur Sternwarte des Physikalischen Vereins in der Universität Frankfurt (Empfangsstation).

In der Sendestation sind der Laser, das Sendeteleskop und die erforderlichen optischen Komponenten auf einer stabilen Plattform montiert, die ihrerseits auf einer präzisen astronomischen Montierung sitzt. Die ganze Anordnung läßt sich sehr genau um zwei zueinander senkrecht stehende Achsen ausrichten. Das Cassegrain-Sendeteleskop hat einen Durchmesser des Primärspiegels von 12 cm und dient zur Strahl-

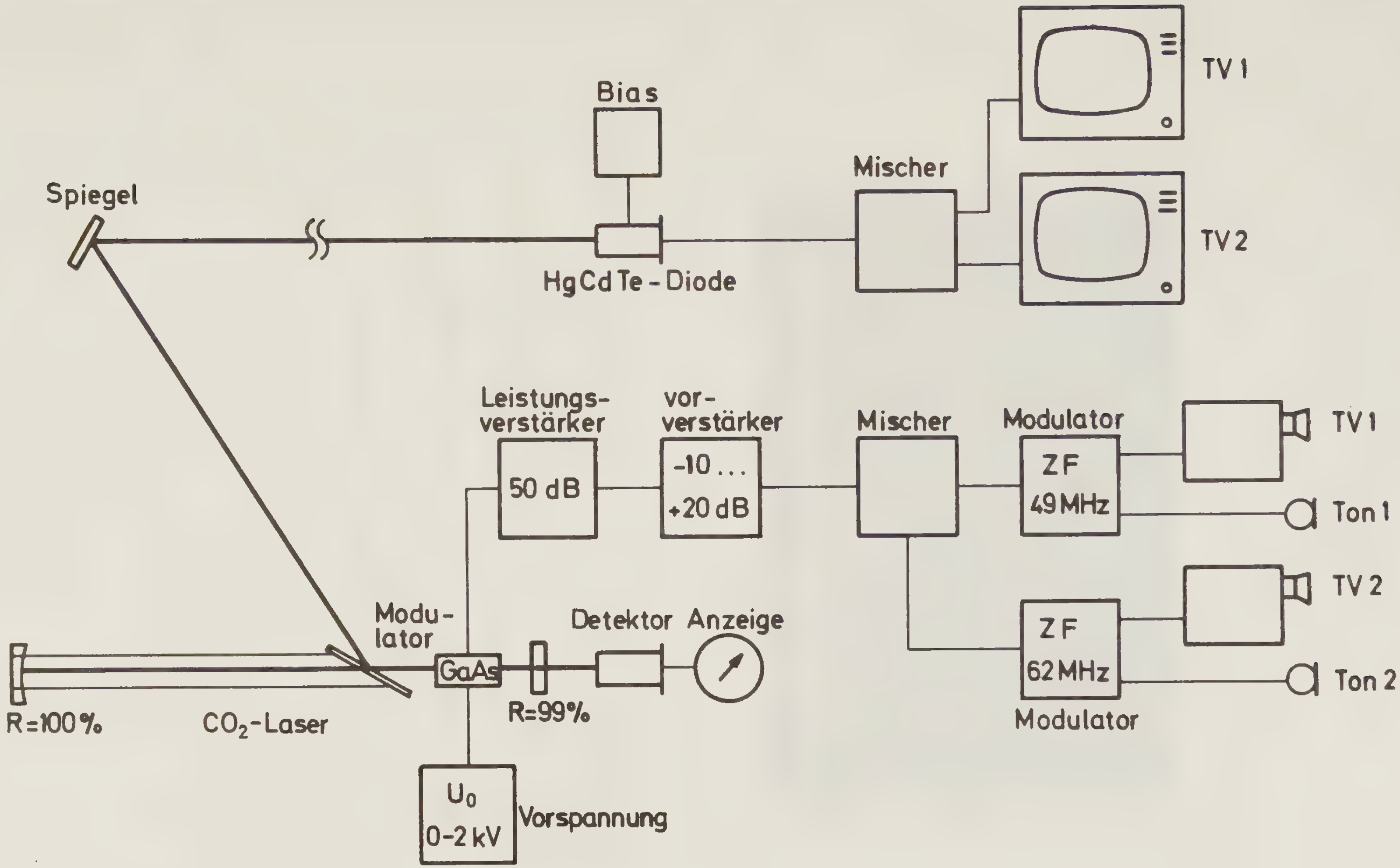


Bild 30: Blockschema der Anordnung zur Fernsehübertragung

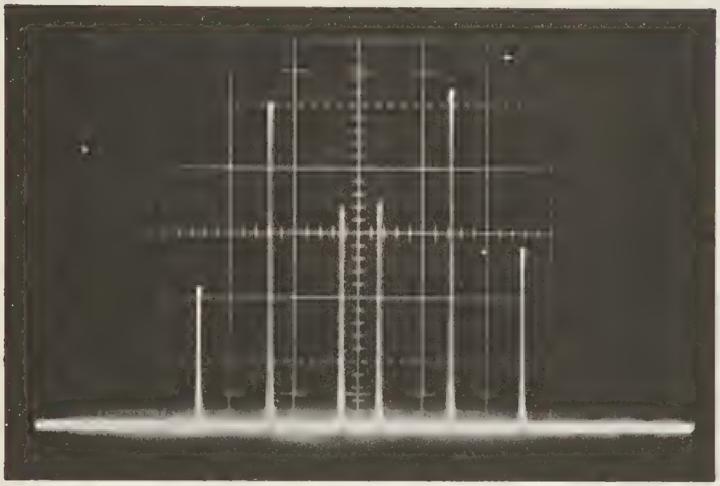


Bild 31: Frequenzspektrum des ausgekoppelten Laserlichts, das mit den beiden HF-Zwischenträgern (ZF_1=48,8 MHz, ZF_2=62,5 MHz) und den zugehörigen Tonträgern ohne die Videosignale moduliert ist.(Ein Teilstrich der Frequenzskala entspricht 5 MHz.)

kollimierung. Es ist so gebaut, daß sich die Sendestrahldivergenz definiert einstellen läßt. Bild 32 zeigt ein Foto der Sendestation.

Zum Empfang der modulierten Laserstrahlung dient ein Newton-Spiegelteleskop mit einem Primärspiegeldurchmesser von 20 cm und einer Öffnung von f/5. Die HgCdTe-Fotodiode ist am Okularauszug justierbar angeflanscht. Auch dieses Teleskop sitzt auf einer präzisen astronomischen Montierung, die eine genaue Ausrichtung erlaubt. Bild 33 zeigt ein Foto der Empfangsstation in der Sternwarte. Deutlich sind die auf Stickstofftemperatur gekühlte Fotodiode am Teleskop und, im Hintergrund, die beiden Fernsehempfänger zu erkennen.

Wegen der geringen Sendestrahldivergenz des CO_2-Lasers müssen Sende- und Empfangsteleskop sehr genau aufeinander ausgerichtet sein, um eine einwandfreie Übertragung zu ermöglichen. Zur Justierung wurde folgendes Verfahren angewendet: Der Strahl eines He-Ne-Lasers (λ = 0,633 μm) wird so in den Strahlengang der Sendeoptik eingespiegelt, daß er möglichst kollinear mit dem CO_2-Laserbündel verläuft. Auf diese Weise ist eine visuelle Vorjustierung möglich, die bereits recht genau ist. Sodann wird der He-Ne-Laser entfernt und das mit konstanter Vorspannung ausgekoppelte CO_2-Laserbündel durch das Sendeteleskop geschickt. Mit Hilfe der Modulation über den Pumpstrom (s. Abschnitt 3) wird die Laserintensität mit einer Frequenz im Audiobereich (Pilotton) moduliert. Am Empfangsort kann nun mittels eines pyroelektrischen Detektors und eines auf diese Frequenz abgestimmten Verstärkers der Auftreffort des modulierten Laserbündels und sogar das Bündelprofil abgetastet und akustisch hörbar gemacht werden. Die genaue Ausrichtung und Optimierung der Teleskope ist dann nicht mehr schwierig.

Nach erfolgter Justierung wurden zwei Fernsehbilder mit Ton gleichzeitig übertragen. Die Übertragungsqualität war sehr gut. Dies ist anhand von Bild 34 zu erkennen. Es zeigt die beiden Bildschirme am Empfangsort (oben schwarzweiß, unten in Farbe). Hierbei ist zu beachten, daß für die Aufnahmen nur technische Fernsehkameras eingesetzt wurden, die im Vergleich zu Studiokameras von vornherein eine schlechtere Bildqualität liefern.

Bei der Übertragung der gezeigten Fernsehbilder lag eine Vorspannung U_o = 1250 V am Modulatorkristall. Die HF-Spannung betrug etwa 10 V_{eff}, entsprechend einer Modulationsleistung von 2 W. Bei guten Witterungsbedingungen wurde damit ein Signal-Rausch-Verhältnis von $>$60 dB erzielt. Dies ergibt sich auch theoretisch durch Berechnung nach der Range-Equation, wenn man berücksichtigt, daß wegen des geringen Durchmessers des CO_2-Laserbündels das Sendeteleskop nicht voll ausgeleuchtet wurde.

Die Übertragung erfolgte durch vergleichsweise "dichte" Großstadtatmosphäre. Die Strecke überquerte einen Autobahnzubringer, eine Eisenbahnlinie und mehrere Hauptverkehrsstraßen. Zum Teil führte sie dicht über Hausdächer und Abgasschächte hinweg. Bei nahezu allen Witterungsbedingungen konnte die Übertragung erfolgreich durchgeführt werden (klare Sicht, Dunst, Nebel, Regen, leichter Schneefall). Selbst bei Nebel und Schneefall mit einer visuellen Sichtweite von nur 50 m war noch eine einwandfreie Übertragung möglich.

Dies ist im wesentlichen auf die große Wellenlänge des CO_2-Lasers zurückzuführen, bei der die Störungen durch atmosphärische Einflüsse wesentlich geringer sind als bei anderen Lasern mit kürzerer Wellenlänge. Lediglich bei ungünstiger Windrichtung wurde das Laserbündel als Ganzes von heißen

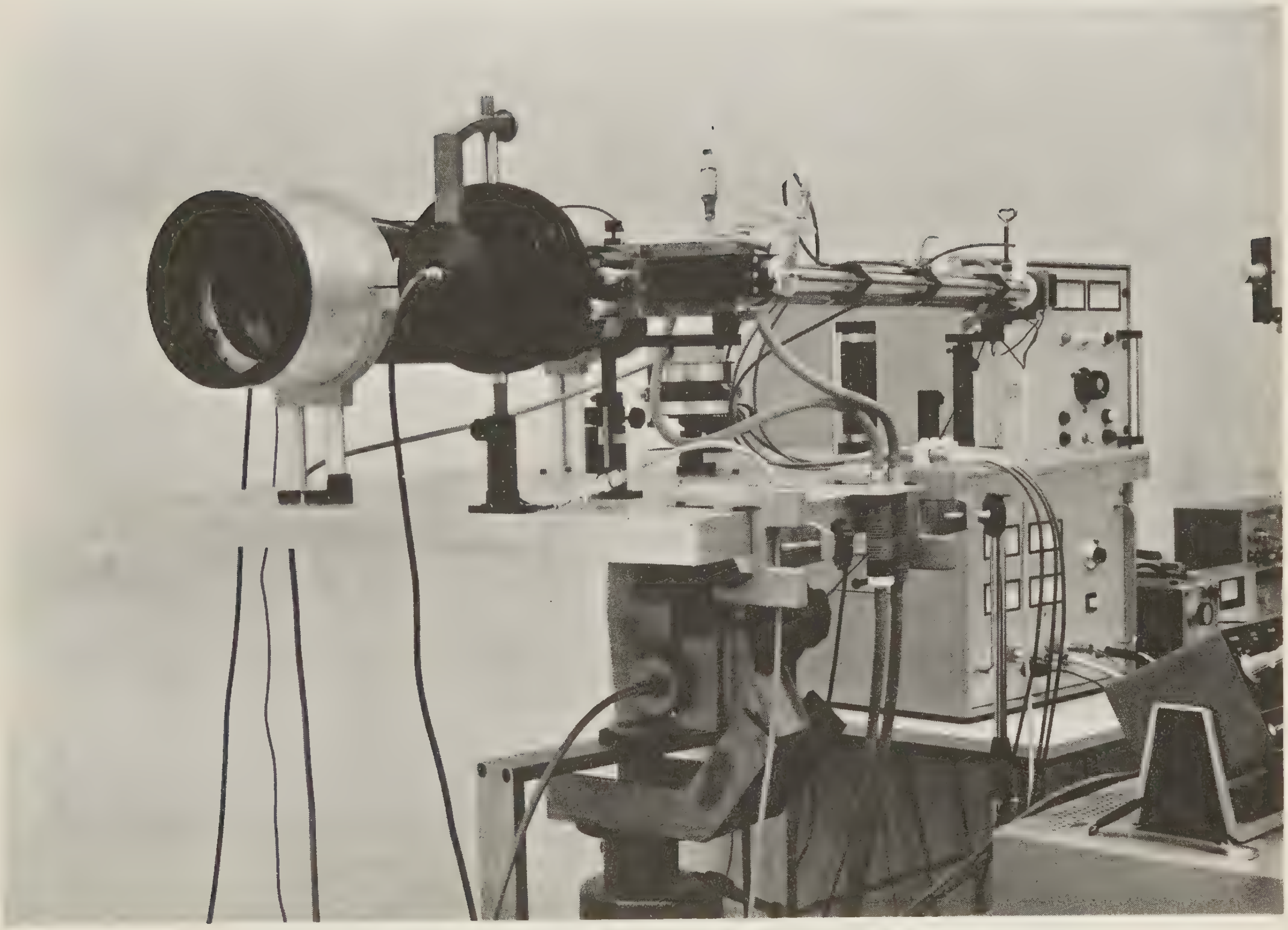


Bild 32: Sendestation
Laser, optische Komponenten und Sendeteleskop sind auf einer stabilen Plattform montiert, die ihrerseits auf einer astronomischen Montierung sitzt.

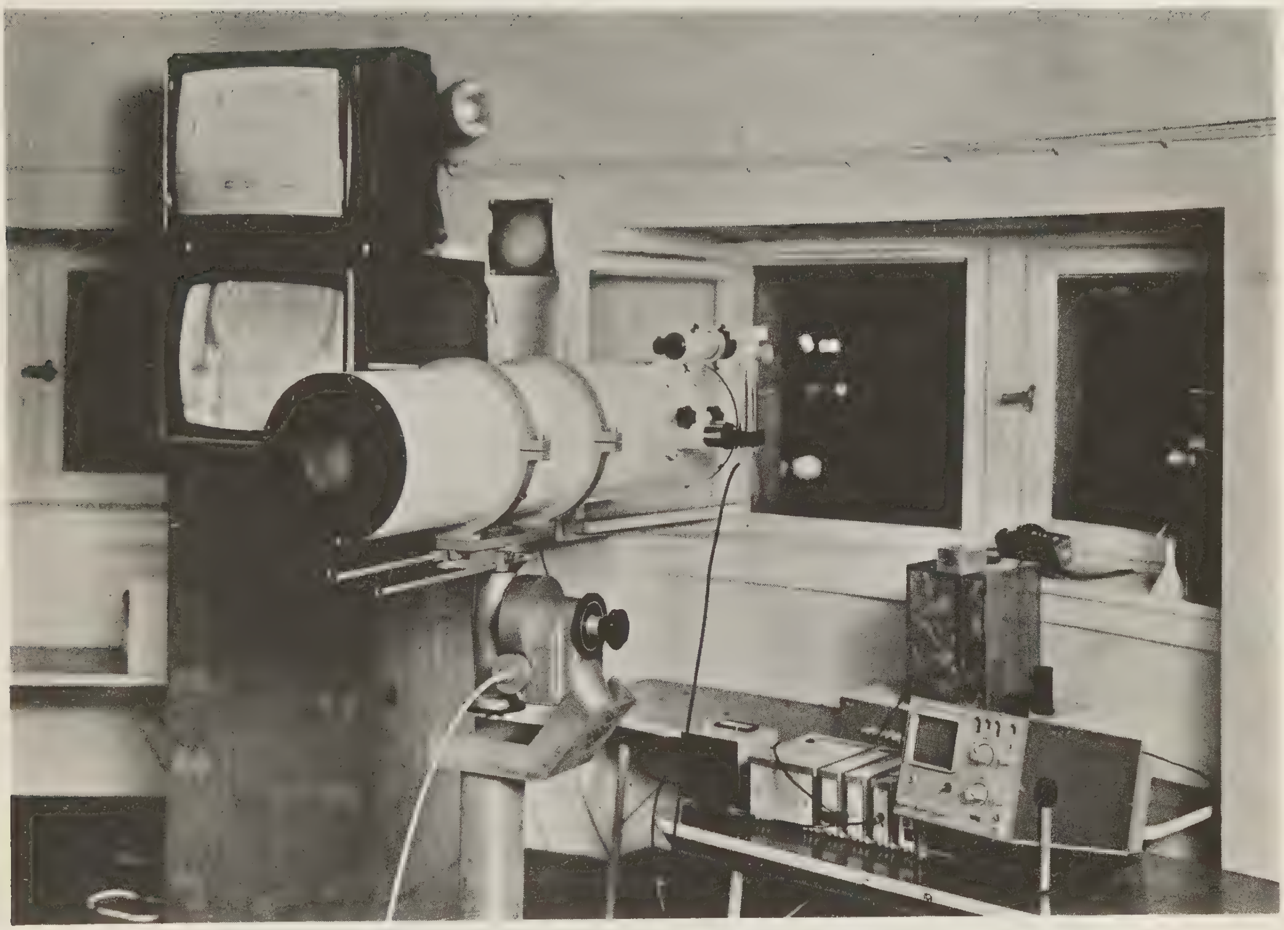


Bild 33: Empfangsstation
Das Empfangsteleskop sitzt auf einer astronomischen Montierung. Die HgCdTe-Fotozelle ist am Okularauszug angeflanscht. Im Hintergrund sind die beiden Fernsehempfänger zu erkennen.



Bild 34: Mit CO_2-Laser gleichzeitig übertragene Fernsehbilder (oben: schwarz-weiß, unten: farbig)

Abgasschwaden aus einigen dicht neben der Laserstrecke mündenden Schornsteinen "verblasen" und abgelenkt, wodurch starke Intensitätsschwankungen am Empfangsort auftraten.

Obwohl es sich bei dem entwickelten System um ein Labormodell handelte, das nicht optimiert war, hätte seine Bandbreite ausgereicht, um etwa 15 Fernsehprogramme gleichzeitig zu übertragen. (Die nutzbare Bandbreite von Laser und Modulator lag mit 750 MHz noch wesentlich höher.)

Literaturverzeichnis

/1/ W.R. Englisch et al.: Anwendungsmöglichkeiten der Laser in der Raumfahrt

Vol. I Laser und optische Komponenten

Vol. II Zusammenstellung und Bewertung der Laseranwendungen in der Raumfahrt; Internationale Aktivitäten

Vol. III Technische Beschreibung ausgewählter wichtiger Laseranwendungen in der Raumfahrt

Vol. IV Anhang: Zusammenstellung der verfügbaren Laserlinien in Gasen und Dämpfen

Bericht für GfW, RVI1-TP-5/72 (1974)

/2/ W.R. Englisch: Entwicklung und Modulation eines kleinen leichten CO_2-Lasers mit stabilisierter Emission; Prüfung der möglichen Modulationsverfahren und Auswahl der besten Methode. Forschungsbericht des BMFT FBW 76-06 (1976)

/3/ C.K.N. Patel; Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 588

C.K.N. Patel; Phys. Rev. 136 A (1964) 1187

/4/ C.K.N. Patel; Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 617

/5/ C.K.N. Patel; Appl. Phys. Lett. 7 (1965) 15

/6/ Legay-Sommaire et al.; C.r.hebd. Séanc. Acad. Sci. 260 (1965) 3339

/7/ C.K.N. Patel et al.; Appl. Phys. Lett. 7 (1965) 290

/8/ G. Moeller, J.D. Rigden; Appl. Phys. Lett. 7 (1965) 274

/9/ A.M. Robinson, D.C. Johnson; IEEE J. Quant. Electr. QE-6 (1970) 590

/10/ A.J. DeMaria; Proc. IEEE 61 (1973) 731

/11/ D.C. Tyte: "Carbon Dioxide Lasers" in D.W. Goodwin (Hrsg.): "Advances in Quantum Electronics" Vol. I, Acad. Press, London 1970

/12/ N. Karube, E. Yamaka; J. Appl. Phys. 41 (1970) 2031

/13/ W.J. Wiegand et al.; Appl. Phys. Lett. 16 (1970) 237

/14/ F.M. Taylor et al.; Appl. Phys. Lett. 11 (1967) 180

/15/ W.J. Wittemann; Appl. Phys. Lett. 11 (1967) 337 und R.J. Carbon, W.J. Wittemann; IEEE J. Quant. Electr. QE-5 (1969) 587

/16/ P.O. Clark, J.Y. Wada; IEEE J. Quant. Electr. QE-4 (1968) 263

/17/ A.L. Schawlow, C.H. Townes; Phys. Rev. 112 (1958) 1940

/18/ Ch. Freed; IEEE J. Quant. Electr. QE-4 (1968) 404

/19/ G. Herzberg: "Molecular Spectra and Molecular Structure. Vol. I: Spectra of Diatomic Molecules"; Van Nostrand Comp., Princeton, 1950 und "Vol. II: Infrared and Raman Spectra". Van Nostrand Comp., New York, 1945

/20/ K. Gürs; Z. angew. Phys. 25 (1968) 379

/21/ G. Amat; J. Chim. Phys. 64 (1967) 91

/22/ W.R. Englisch, K. Gürs: "Das Auflösungsvermögen aktiver Spektralapparate". Vortrag auf der Frühjahrstagung der DPG, Fachausschuß Quantenoptik, Kiel, 20.-24.3.1972

/23/ A.G. Fox, T. Li; Bell System Techn. J. 40 (1961) 453

/24/ G.D. Boyd, J.P. Gordon; Bell Syst. Techn. J. 40 (1961) 489

/25/ W. Kleen, R. Müller (Hrsg.): "Laser", Springer Verlag, Berlin, 1969

/26/ C. Flammer: "Spheroidal Wave Functions". Stanford Univ. Press, California, 1957

/27/ G. Schiffner; Opto-Electronics 4 (1972) 215

/28/ T.J. Bridges, T.Y. Chang; Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 811

/29/ K. Gürs; Z. Naturforschg. 17a (1962) 990

/30/ K. Gürs; Proc. Intern. Symp. on Laser Physics and Applications; J. Appl. Math. and Phys. (Schweiz) 16 (1965) 49

/31/ P.P. Sorokin et al.; Phys. Rev. 127 (1962) 503

/32/ L.W. Casperson, A. Yariv; IEEE J. Quant. Electr. QE-8 (1972) 69

/33/ W.R. Englisch; wird veröffentlicht

/34/ R. Dunsmuir; J. Electron. Contr. 10 (1961) 453

/35/ H. Statz, G. DeMars: Quantum Electronics; Columbia Univ. Press, New York 1960, S. 530

/36/ C.L. Tang; J. Appl. Phys. 34 (1963) 2935

/37/ R.R. Jacobs et al.; Appl. Phys. Lett. 24 (1974) 375

/38/ Eine Zusammenstellung der meisten bis 1969 erschienenen Arbeiten ist in Ref. /11/ zu finden

/39/ R.L. Taylor, S. Bitterman; Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 26

/40/ W.A. Rosser et al.; J. Chem. Phys. 50 (1969) 4996
51 (1969) 2286
54 (1971) 1196
54 (1971) 4131

/41/ J.C. Stephenson et al.; J. Chem. Phys. 54 (1971) 3097

/42/ M.C. Gower, A.I. Carswell; Appl. Phys. Lett. 21 (1972) 556
22 (1973) 321

/43/ A.S. Biryukov et al.; Sov. Phys. JETP 39 (1974) 610

/44/ T.A. DeTemple, D.R. Shure, P.D. Coleman; Appl. Phys. Lett. 22 (1973) 349

/45/ C.K. Rhodes, M.J. Kelley, A. Javan; J. Chem. Phys. 48 (1968) 5730

/46/ W.A. Rosser jr., E. Hoag, E.T. Gerry; J. Chem. Phys. 57 (1972) 4153

/47/ K. Bulthuis, G.J. Ponsen; Chem. Phys. Lett. 14 (1972) 613 und IEEE J. Quant. Electr. QE-8 (1972) 597

/48/ K. Bulthuis; J. Chem. Phys. 58 (1973) 5786

/49/ I. Kitazima; J. Appl. Phys. 45 (1974) 4961

/50/ E. Murray et al.; J. Chem. Phys. 62 (1975) 388

/51/ E.E. Stark; Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 335

/52/ A.L.S. Smith, P.G. Brown; J. Phys. D: Appl. Phys. 7 (1974) 1652

/53/ D. Sharma; J. Chem. Phys. 49 (1968) 5195

/54/ G.B. Jacobs; Appl. Optics 5 (1966) 1960

/55/ J.E. Kiefer et al.; IEEE J. Quant. Electr. QE-8 (1972) 173

/56/ A. Yariv et al.; IEEE J. Quant. Electr. QE-9 (1973) 594

/57/ A.L. Waksberg: "Comparative Study Between Internal and External Polarization Modulation of Lasers". RCA Report FXDOO-1 (1973)

/58/ K. Gürs, R. Müller; Phys. Lett. 5 (1963) 179

/59/ G. Grau et al.; Z. f. angew. Phys. 17 (1964) 16

/60/ G. Schiffner, O. Hintringer; Proc. IEEE 53 (1965) 172

/61/ F.E. Goodwin; IEEE J. Quant. Electr. QE-3 (1967) 524

/62/ E.R. Nash, P.W. Smith; IEEE J. Quant. Electr. QE-4 (1968) 26

/63/ I.P. Kaminow, E.H. Turner; Appl. Opt. 5 (1966) 1612

/64/ M. DiDomenico jr.; J. Appl. Phys. 35 (1964) 2870

/65/ I.P. Kaminow; Appl. Opt. 4 (1965) 123

/66/ F.R. Nash, P.W. Smith; IEEE J. Quant. Electr. QE-4 (1968) 26

/67/ Ch.Ch. Huang et al.; IEEE J. Quant. Electr. QE-10 (1974) 186

/68/ J.H. McElroy et al.; US Gov. Report N 69-18729 (1968)

/69/ D.C. Forster et al.; IEEE J. Quant. Electr. QE-8 (1972) 263

/70/ W.R. Englisch, K. Gürs: "Breitbandnachrichtenübertragung mit dem CO_2-Laser". Vortrag auf der Frühjahrstagung der DPG, Fachausschuß Quantenoptik, Stuttgart 4.-9.3.1974

Herrn Professor Dr. K. Gürs danke ich sehr herzlich für seine effektive Unterstützung beim Fortgang dieser Arbeit und seine Hinweise und Anregungen, die wesentlich zum Erfolg beigetragen haben.

Ebenso danke ich Herrn Professor Dr. W. Martienssen für seine Betreuung im Rahmen von Veranstaltungen des Physikalischen Instituts. Die Möglichkeit, über den Fortgang der Arbeiten, die erzielten Zwischenergebnisse und die damit zusammenhängenden physikalischen Probleme im Institutsseminar diskutieren zu können, war mir eine große Hilfe.

Mein Dank gilt auch den Kollegen und Mitarbeitern in der Abteilung Laser und Optik des Battelle-Instituts für ihre Hilfe beim Aufbau der Experimente und für viele anregende Gespräche.

Sehr hilfreich war die zuverlässige und schnelle Arbeit der glastechnischen und feinmechanischen Werkstätten; ich möchte besonders Herrn Sprater, Herrn Friedlein und Herrn Treutel hierfür danken.
Der Physikalische Verein Frankfurt stellte dankenswerterweise die Sternwarte für die Versuche zur Nachrichtenübertragung zur Verfügung.

Ein Teil der hier beschriebenen Arbeiten wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.

Lebenslauf

Ich wurde am 22.November 1943 in Freudenthal/Sudetenland als Sohn der Eheleute Dr.med. Hans und Herta Englisch geboren. Die Volksschule besuchte ich in Schliersee/Obb. und in Weilheim. Im September 1954 trat ich in Weilheim in die Oberrealschule mit Gymnasium über, die ich im Juni 1963 mit dem Abitur abschloß. Im Wintersemester 1963/64 nahm ich an der Technischen Universität München das Studium der Physik, Fachrichtung B, auf. Die geforderte praktische Tätigkeit leistete ich bei Siemens AG, München, Hofmannstraße, im Tankbau Weilheim und in den Wissenschaftlich-technischen Werkstätten Dr. Slevogt, Weilheim, ab.
Im Frühjahr 1966 bestand ich die Vordiplomprüfung. Die Diplomarbeit mit dem Thema:"Untersuchung der spontanen Brillouinstreuung in Flüssigkeiten und Gläsern" fertigte ich am Physik-Department der TU München, Teilinstitut Professor Dr. W. Kaiser an und schloß im Frühjahr 1969 mein Studium mit der Diplom-Hauptprüfung ab.

Seit 1.7.1969 bin ich wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Laser und Optik (Leiter Professor Dr. K. Gürs) des Battelle-Instituts, Frankfurt am Main und seit November 1972 stellvertretender Leiter dieser Abteilung.
Seit 1970 bin ich gleichzeitig auch Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Lehrstuhl Professor Dr. W. Martienssen.

Verheiratet bin ich seit 1.7.1972 mit Doris Englisch , geborene Underberg.

Meine akademischen Lehrer waren: Professor Dr. Gürs
Professor Dr. Kaiser
Professor Dr. Mang
Professor Dr. Martienssen
Professor Dr. Mößbauer.